

GUSTAV SCHMIDT,

THEORIE DER DAMPFMASCHINEN.

THEORIE

DER

DAMPFMASCHINEN.

VON

GUSTAV SCHMIDT,
K. K. KUNSTMEISTER UND DOCENT DES MASCHINENBAUES.

MIT IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSCHNITTEN.

FREIBERG.
BUCHHANDLUNG J. G. ENGELHARDT.
(BERNHARD THIERBACH.)
1861.

VORREDE.

Das jetzt allgemein betriebene Studium der Wärme auf Grundlage der mechanischen Principien, erweitert und berichtigt das Verständniss der Wärmeerscheinungen in erfreulichster Weise. Dieses Studium soll aber kein ausschliessliches Vergnügen der Gelehrten bilden, — die Wärme ist ein so äusserst wichtiges Vehikel im praktischen Leben, dass ganz besonders der Praktiker Ursache hat, sich darum zu bekümmern, ob die theoretischen Forschungen nicht auch bereits für die Praxis ausgenützt werden können. Die vorliegende Schrift stellt sich die Aufgabe, die Theorie der Dampfmaschine dem gegenwärtigen Standpunkt des Wissens anzupassen, ganz besonders aber, sie auch dem Praktiker handgerecht zu machen. Zahlreiche Beispiele über ausgeführte und auszuführende Maschinen wurden bereits nach dieser im Sommer 1859 ausgearbeiteten Theorie berechnet, welche der Verfasser Gelegenheit hatte in ausführlichem Vortrag vor den zur Theilnahme an einem ausserordentlichen Maschinenbaucurs einberufenen k. k. Beamten und Praktikanten zu entwickeln. Nach Beendigung des an der k. k. Montan-Lehranstalt zu Przibram abgehaltenen Curses ertheilte das hohe k. k. Finanz-Ministerium dem Verfasser den Auftrag, diesen Theil der Vorträge für den Druck auszuarbeiten, und gewährte hierzu die nöthige Musse, wofür sich der Verfasser verpflichtet sieht, seinen besonderen Dank auszudrücken, weil die Arbeit als Nebenbeschäftigung kaum zu Stande gekommen wäre.

Das geehrte Lesepublicum wird, so hoffe ich, ein prak-

tisches und ein gelehrtes sein. Ersteres bitte ich, die §§. 18 und 51 zu überschlagen, und dafür dem übrigen Inhalt grössere Aufmerksamkeit zu widmen; die gelehrten Leser aber bitte ich, mit diesen zwei Paragraphen anzufangen, weil für sie der wissenschaftliche Standpunkt der Schrift auf diese Weise am schnellsten zu überblicken ist. An alle Leser aber stelle ich die angelegentliche Bitte um öffentliche Kritik, weil eine lebensfähige Sache durch gute, wenn auch gegnerische Urtheile, nur gewinnen kann. Briefliche Mittheilungen werden mit bestem Dank empfangen werden, und unter der Adresse „Wien, Leopoldstadt, 598" den Verfasser jederzeit erreichen.

Przibram, 27. October 1860.

Gustav Schmidt.

DRUCKFEHLER-VERZEICHNISS.

Seite 35 Glchg (17) lies: „$\mathfrak{A}\,\alpha$" statt „$\mathfrak{A}$"
„ 40 Z. 1 lies: $\frac{k}{9} = \frac{423{\cdot}54}{9}$ statt $\frac{k}{g} = \frac{423{\cdot}54}{g}$
„ 47 „ 15 „ $\frac{1}{9}$ statt $\frac{1}{g}$
„ 92 „ 12 v. u. lies: „(27)" statt „(47)".
„ 95 „ 4 lies: $\frac{p_3}{p_1}\left(1 - \frac{s_3}{s}\right)$ statt $\frac{p_3}{p_1}\left(1 - \frac{s_1}{s}\right)$
„ 95 „ 13 „ $\frac{p_4}{p_1}\,\frac{s_2}{s}$ statt $\frac{p_4}{p_1}\,\frac{s_3}{s}$
„ 96 „ 3 „ „30 . 75" statt „30·75".
„ 100 „ 6 v. u. lies: „=" statt „—".
„ 102 „ 14 lies: $0{\cdot}145 \,.\, 1{\cdot}21 \frac{p_4}{p_1}$ statt $0{\cdot}145 \,.\, 1{\cdot}21$
„ 120 ist der Satz Z. 13 v. u. „oder wenn" bis „werden soll" in Z. 16 v. u. nach „gespeist wird" einzuschalten.
„ 140 Z. 14 v. u. lies: „1" statt „9".
„ 154 „ 8 v. u. lies: „$s_1 = 0{\cdot}533$" statt „$s = 0{\cdot}533$"
„ 199 „ 15 lies: „γ" statt „$\mathfrak{S}$".
„ 204 „ 12 v. u. lies: „Secunde" statt „Minute".
„ 205 „ 7 lies: „13·835" statt „138·35".
„ 211 „ 10 bis 5 v. u. lies die Werthe von f in der letzten Columne 0·9099, 0·8028, 0·6455, 0·5447, 0·4266, 0·3892.
„ 215 Z. 8 v. u. lies: „12%" statt „10%".

INHALT.

Erster Abschnitt.

Die physikalische Grundlage der neuen Dampfmaschinentheorie.

Zweiter Abschnitt.

Theorie der doppeltwirkenden Dampfmaschinen.

Dritter Abschnitt.

Theorie der einfachwirkenden Maschinen.

Vierter Abschnitt.

Ergänzende Betrachtungen.

Erster Abschnitt.

Die physikalische Grundlage der neuen Dampfmaschinentheorie.

§. 1.

Der physikalische Boden der Pambour'schen Theorie.

Wenn eine neue Theorie bestimmt sein soll, eine bisher als gut erkannte und mit den Erfahrungen in genügender Uebereinstimmung stehende Theorie zu verdrängen, so muss erstens vom wissenschaftlichen Standpunkte aus nachgewiesen werden, dass durch die Fortschritte der Wissenschaft der Boden der früheren Theorie schwankend geworden sei, und etwas Besseres sich an die Stelle derselben setzen lasse, und zweitens muss vom praktischen Gesichtspunkt aus gezeigt werden, dass das Neue für die Anwendung bequemer sei, als das Alte, sonst hat es trotz der etwa grösseren Genauigkeit keinen praktischen Werth, weil für die Anforderungen der Praxis das Alte auch genügend war.

Beiden Bedingungen entspricht die hier vorzutragende neue Theorie der Dampfmaschinen.

Die Pambour'sche Theorie leidet nämlich in wissenschaftlicher Beziehung an zwei Gebrechen:

1. Bedient sie sich einer empirischen Formel

$$\sigma = \alpha + \beta p,$$

welche aus dem Druck p des gesättigten Dampfes pr. Quadrat Meter das Gewicht von 1 Kubik-Meter Dampf geben soll, und

welche nur innerhalb nicht zu weiter Grenzen mit den Thatsachen in Uebereinstimmung steht.

2. Macht sie die Annahme, dass bei der Expansion des gesättigten Dampfes nicht nur der vorhandene Dampf im gesättigten Zustande verbleibe, — das haben Watt's Versuche nachgewiesen, — sondern dass auch aller vor der Expansion vorhanden gewesene Dampf bei seiner allmäligen Expansion in Dampfgestalt verbleibe, und auch nach der Expansion noch sammt und sonders Dampf sei. Dem ist aber nicht so, sondern es schlägt sich, einen vollkommen wärmedichten Dampfcylinder vorausgesetzt, bei der Expansion ein kleiner Theil des Dampfes tropfbar nieder. Diess haben zuerst die theoretischen Arbeiten von Clausius und Rankine gezeigt, es ist von Zeuner*) in anderer Weise theoretisch begründet worden, und der Verfasser ist auf einem ganz anderen in §. 20. vorzuführenden Weg**) unabhängig zu demselben Resultat gelangt, welches auch bereits durch Versuche von Hirn***) direct bestätiget ist.

Es fehlt also der Pambour'schen Theorie an wissenschaftlicher Schärfe, doch sind beide Mängel bei weitem nicht so bedeutend, dass die Theorie desshalb für den praktischen Gebrauch unbrauchbar wäre. Allein sie führt überdiess zu complicirten logarithmischen Formeln und ist aus diesem Grunde noch heutigen Tags wenig in die Werkstätten der Praktiker eingedrungen. Diese bedienen sich lieber der ältesten rohesten Theorie und wenden sogenannte „Erfahrungscoëfficienten" an, die viel richtiger „Gefühlscoëfficienten" genannt werden sollten. Dass da nicht oft grosse Anstände zu Tage kommen, ist einzig und allein dem Umstand zu danken, dass die Dampfmaschine

*) „Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie" von Dr. Gust. Zeuner, Professor in Zürich. Freiberg 1860.

**) Vergl. „Ein Beitrag zur Mechanik der Gase". Von Gust. Schmidt. Aus dem 39. Band des Jahrgangs 1860 der Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften besonders abgedruckt, Wien 1860. S. 37.

***) Hirn, Recherches sur l'équivalent mécanique de la chaleur, présentées à la société de physique de Berlin. Paris 1858.

ein gar so geduldiges Ding ist, und selbst grobe Dimensionsfehler dem Laien gar nicht ersichtlich werden, ein Umstand, der der Dampfmaschine gegenüber den hydraulischen Kraftmaschinen eine wesentliche Bevorzugung sichert.

Diese rohe Rechnung auf Grundlage der „Erfahrungscoëfficienten" kann und wird auch wahrscheinlich aufhören, wenn dem Praktiker die Mittel geboten werden, durch eine einfache Rechnung ein weit verlässlicheres Resultat zu erzielen. Diese Mittel zu gewähren, ist die Aufgabe der vorliegenden Schrift.

§. 2.

Die mechanische Theorie der Imponderabilien.

„So wie einstens durch Newton die Astronomie, so ist in „neuester Zeit durch Cauchy das Licht ein reines Problem der „Mechanik geworden, und auch die Wärme, welche sich so lange „gegen jeden Angriff von Seite der Mechanik zu vertheidigen, „oder zu verbergen wusste, zeigt sich allmälig geneigt, sich durch „die Mechanik erobern zu lassen."

So sagt Redtenbacher in seinem Dynamidensystem*) S. 2, ein eben so geistreicher als weit durchgeführter Eroberungsversuch dieser Art, der sich mit dem kleineren aber populärer gewordenen Eroberungsversuch von Clausius**) noch um den Rang streitet. Während nämlich die früheren Theorien der Wärme von Fourier, Peclet und Poisson von Erfahrungssätzen ausgingen und Nichts über das Wesen der Wärme aussagten, nicht erklärten, was die Worte „Wärmemenge, Temperatur" für eine Bedeutung hätten, so erhalten diese bisher räthselhaften Begriffe in den jetzt in der Entwicklung begriffenen dynamischen Theorien einen ganz bestimmten mechanischen Sinn. Um die Verwechslung mit der unfruchtbaren sogenannten dynamischen Theorie der Philosophen zu vermeiden (Dynamidensystem, Seite 6),

*) „Das Dynamidensystem". Von Ferdinand Redtenbacher, Grh. bad. Hofrath etc. Mannheim 1857.

**) Clausius, Ueber die Art der Bewegung, welche wir Wärme nennen, „Poggendorf's Annalen", Bd. 100, S. 353, weiter verfolgt in meinem „Beitrag zur Mechanik der Gase".

bedienen wir uns für die dynamische Theorie der Physiker lieber des Ausdrucks mechanische Wärme-Theorie.

Der Grund zu dieser mechanischen Wärme-Theorie wurde schon zu Ende des vorigen Jahrhunderts gelegt, indem zuerst Graf Rumford*) aufmerksam machte, dass die Erhitzung der Kanonen beim Bohren mit der angewandten mechanischen Arbeit im Verhältniss stehe, und indem ferner Davy zeigte, dass man zwei unter der Luftpumpe befindliche Eisstücke durch Reiben im Vacuum zum theilweisen Schmelzen bringen könne, während die Temperatur auf Null bleibt, dass also die zum Schmelzen erforderliche sogenannte latente Wärme durch die mechanische Arbeit des Reibens erzeugt werden könne.

Dulong fand, dass alle elastischen Flüssigkeiten, genommen in gleichem Volumen, bei derselben Temperatur und unter demselben Druck, wenn sie um denselben Bruchtheil ihres Volumens zusammengedrückt oder ausgedehnt werden, dieselbe absolute Wärmemenge entwickeln, oder verlieren.**)

H. S. Carnot***) zeigte durch Darlegung eines zwar nur idealen, aber realisirbaren Experimentes, dass Wärme verschwinden und dafür Arbeit auftreten könne. Es stellte sich hierdurch nach und nach der Gedanke fest, dass Wärmemenge und Arbeitsmenge äquivalente Dinge seien, so dass dem Verschwinden (d. h. einem in mechanischer Beziehung resultatlosen Aufwand) einer gewissen Arbeitsmenge das Auftreten einer ganz bestimmten Wärmemenge entspricht und umgekehrt, sobald keine anderen physikalischen Erscheinungen als nur allein Wärmeerscheinungen ins Spiel kommen, — insbesondere kein elektrischer Strom.

Da nun bei den mechanischen Vorgängen Arbeit auftritt, wenn lebendige Kraft verschwindet, und umgekehrt, so bildete sich allmälig die Vorstellung aus, dass Wärme nichts Anderes

*) Siehe Joule's Abhandlung im 4. Ergänzungsband der Poggendorff'schen Annalen.

**) Pogg. Ann. Band 16. S. 199 und 438.

***) H. S. Carnot, Réflexion sur la puissance motrice du feu, 1824, und Clapeyron's Abhandlung: Ueber die bewegende Kraft der Wärme, Pogg. Ann. B. 59. S. 446.

sei, als eine in den Molecülen und Atomen angehäufte, einem gewissen Bewegungszustand derselben entsprechende lebendige Kraft, bei deren Verminderung Arbeit nach Aussen abgegeben werde, und deren Vermehrung nur auf Kosten von äusserer Arbeit geschehen könne.*) Diese Vorstellung, dass die Wärmeerscheinung nur auf der Aenderung des Bewegungszustandes der Molecüle oder der Atome, und nicht auf der Aenderung der Menge des Wärmestoffs oder Aethers beruhe, und desgleichen die Vorstellung, dass bei einem elektrischen Strome nicht elektrisches Fluidum, sondern nur eine bestimmte Art von lebendiger Kraft transmittirt werde, ist vergleichsweise immer noch neu, und findet nur langsam bei den an die Fluida gewöhnten Gemüthern Eingang; ja, wird auch wohl von Chemikern, welche nicht zugleich Mathematiker sind, verspottet und ins Lächerliche gezogen.

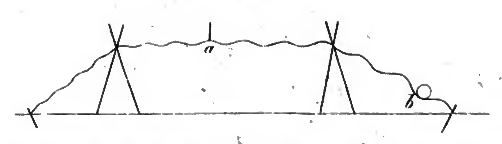
Man kann nicht läugnen, dass die besagte Vorstellung auf den ersten Augenblick überraschend und unwahrscheinlich sei,

*) Man versteht neuerer Zeit unter lebendiger Kraft nicht wie früher das Product aus der Masse m in das Quadrat der Geschwindigkeit: $L = m u^2$. sondern man setzt vielmehr $L = \frac{1}{2} m u^2$, damit das Element der lebendigen Kraft $d L = m u d u$ gleich sei dem Elemente der Arbeit $P d s = m . \frac{du}{dt} . ds = m . \frac{du}{dt} . u d t = m . u d u$, ohne dass man von dem alten Gebrauch, die Kraft $P =$ dem Product der Masse m in die Beschleunigung $\frac{du}{dt}$ zu setzen, abweichen müsse. (Redtenbacher setzt $P = 2 m \frac{du}{dt}$, um auf $L = m u^2$ zu kommen.) Bei jenen Massen, welche der allgemeinen Gravitation unterworfen sind (also vielleicht nicht beim Aether), kann statt der Masse m das Gewicht G an dem Orte, wo die Beschleunigung der Schwere $= g$ ist, eingeführt werden, mittelst $G = m g$ (nach Redtenbacher mittelst $G = 2 m g$), und es ist dann auch $L = \frac{1}{2} \frac{G}{g} u^2 = G . \frac{u^2}{2g} = G h$ nämlich gleich dem Producte aus dem Gewicht in die Geschwindigkeitshöhe, oder gleich der Arbeit, welche das Gewicht G bei seinem Fall durch die Höhe $h = \frac{u^2}{2g}$ zu verrichten vermöchte.

und es ist daher gut, sich von vornherein von dem Vorurtheil, dass die Wärme- und Elektricitäts-Erscheinungen stoffliche Erscheinungen seien, zu befreien, und sich der hohen inneren Wahrscheinlichkeit, dass sie vielmehr nur Bewegungs-Erscheinungen seien, bewusst zu machen. Diess wird leicht gelingen, wenn man die Erscheinungen in den anderen gröberen Medien ins Auge fasst. —

Man denke sich einen Seiltänzer an einem Punkt *a* Fig. 1

Fig. 1.



des gespannten Seiles stehend, und auf einen anderen Punkt *b* desselben einen schweren Körper fallend, oder einen Schlag geführt; der Seiltänzer wird vielleicht herabgeworfen werden, aber nicht durch das Fortschreiten eines Mediums, sondern durch das Fortschreiten einer in dem Seil entstehenden von dem Punkte *b* ausgehenden Wellenbewegung.

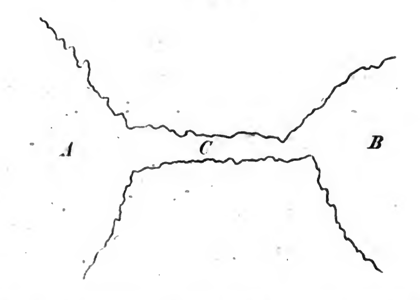
Denken wir uns ferner einen Teich, in welchen eine Quelle einen continuirlichen Wasserstrahl ergiesst. Von dem Punkte, wo der Strahl auf die Wasseroberfläche auffällt, er heisse analog dem früheren Fall *b*, gehen nun beständig Wellen aus, die sich über den Teich verbreiten, und das am andern Ufer in *a* von ihnen bespülte Schilf hin und her bewegen. Während aber die Welle rasch über die ganze Oberfläche gleitet, so verbreitet sich das einfliessende Quellwasser, man denke es sich anders gefärbt, sichtlich nur sehr langsam, und hat an der Bewegung des Schilfs absolut keinen unmittelbaren Antheil. Das Schilf wird also nicht durch das hinzugekommene Medium, sondern nur durch die Wellenbewegung des bereits vorhandenen Mediums bewegt, bei welcher Wellenbewegung sich jeder Tropfen in einer in sich selbst zurückführenden Linie, in einer kleinen Ellipse bewegt, und also seinen Ort nicht beträchtlich ändert.

Die lebendige Kraft dieser Welle kann eine bedeutende

Schwächung erleiden, sobald sie zu Verrichtung einer Arbeit zugelassen wird.

Sind z. B. die zwei offenen Meere *A*, *B* Fig. 2 durch eine

Fig. 2.



Meerenge *C* verbunden, und schreitet eine Sturmwelle von *A* gegen *B*, so wird sie die Klippen von *C* auf das heftigste angreifen und unterwaschen, aber durch Verrichtung dieser mächtigen Reibungsarbeit beträchtlich geschwächt aus *C* austreten, und sich in *B* weiter verbreiten. Ebenso geht es dem elektrischen Strom, wenn er von einem Leitungsdraht (*A*) nach dem anderen Leitungsdraht (*B*) durch einen sehr dünnen, also grossen Leitungswiderstand darbietenden Draht (*C*) geführt wird. Der Strom kommt sehr geschwächt in *B* an, aber die verlorene lebendige Kraft findet sich in *C* in Gestalt von Wärme vor, indem der Draht *C* ins Glühen kommt. (Bemerkung des Physikers Hofrath Eisenlohr in Karlsruhe.) Es ist also auch klar, dass sich mechanische Arbeit nur dann in einem bestimmten Verhältniss in Wärme umsetzen werde, wenn nicht ein Theil dieser Arbeit zur Bildung eines elektrischen Stroms consumirt wird.

Denken wir uns weiter eine Pfeife, in welche langsam geblasen wird, so verbreitet sich die eingeblasene Luft ganz langsam nach Massgabe des Querschnitts, hingegen der erzeugte Ton mit der Schallgeschwindigkeit von 330 Meter.

So wie das Schiff nicht das Quellwasser, sondern die leben-

dige Kraft der Welle empfand, so empfindet auch das Ohr nicht die langsam fortschreitende Luftbewegung, sondern die rasche Vibration der Lufttheilchen, die Schallwelle. — Wenn man mit dem Ohr am Boden den fernen Kanonendonner hört, so empfindet das Ohr nicht die durch das Pulvergas bewirkte Vermehrung des Gasquantums, sondern nur allein die Vibrationen, welche durch den Boden bis in das Ohr fortgepflanzt werden, und dasselbe auf mechanische Weise afficiren.

Ist die Tonquelle eine in Vibration versetzte Glocke, so kann man diese Tonquelle wie einen elektrischen Körper durch Berührung mit der Hand entladen. Der Ton hört sofort auf, wenn die lebendige Kraft der vibrirenden Glocke, nicht aber irgend ein Fluidum, in die Hand abgeleitet wird.

Ganz analog der Schallwelle wird wohl auch der elektrische Strom aufzufassen sein. Allerdings mag bei einem chemischen Prozess, z. B. in der Telegraphenbatterie, eine Fluthung des Aethers stattfinden, analog dem von der Quelle gelieferten Wasser. Das braucht nicht in Abrede gestellt zu werden. Es ist aber nicht die Masse des Aethers (oder gar eines positiven und eines negativen elektrischen Fluidums!), die sich mit 62000 Meilen Geschwindigkeit im Telegraphendraht fortwälzt; sondern nur die von der Fluthungsstelle ausgehende Welle. Es ist zu vermuthen, dass dem natürlichen, unelektrischen Zustand des Drahtes eine gewisse moleculare Schwingungsweise mit gewisser Intensität entspricht. Eine Verstärkung dieser Schwingungsweise erscheint uns als positiver, eine Abschwächung der Vibrationsgeschwindigkeit als negativer elektrischer Strom. Beim Telegraphiren geht nach dieser Vorstellung die Welle immer von der Batterie aus, mit welcher das Zeichen gegeben wird; schickt man jedoch einen positiven Strom aus, so geht er als Verstärkungswelle fort, schickt man einen negativen Strom aus, so pflanzt er sich als Verschwächungswelle fort; die Aetherfluthung in der Batterie selbst, wenn überhaupt eine solche stattfindet, mag in letzterem Falle entgegengesetzte Richtung haben, sie wird aber nicht als solche durch die Sinne wahrgenommen; die Fortpflanzungsrichtung der Welle geht in beiden Fällen naturgemäss vom Anfangs- zum Endpunkt.

Die mechanische Theorie der Imponderabilien stellt sich in der angedeuteten Weise die Aufgabe, die Erscheinungen der Wärme, der Elektricität und des Magnetismus nur allein als Bewegungserscheinungen aufzufassen und zu erklären, beruhend auf der Bewegung der Molecüle und Atome, aus welchen die Körper aufgebaut sind; analog der bereits vollkommen gelungenen mechanischen Erklärung der physikalischen Erscheinungen des Schalls und des Lichts. —

So wenig als der Schall eine äusserliche Existenz hat, sondern nur eine subjective, erst in unserem Gehirn entstehende Wahrnehmung ist, während objectiv nichts als Bewegung besteht, ebenso ist nach der mechanischen Theorie der Imponderabilien auch Licht, Wärme, Elektricität Magnetismus, nichts Anderes als eine subjective Wahrnehmung einer Bewegungs-Erscheinung; das objectiv Thatsächliche ist nicht Licht, nicht Wärme, sondern ein gewisser an den kleinsten Theilen haftender Bewegungszustand.

§. 3.

Die Molecularbewegungen. — Der Aether.

Welcher Art diese Bewegung der Molecüle, oder der dieselben constituirenden Atome sei, steht noch nicht fest; nur so viel ist gewiss, dass es nur eine ganz bestimmte Bewegungsweise sein kann, auf der jene Erscheinung beruht, die man als Wärme bezeichnet, und eine andere, wieder ganz bestimmte Bewegungsweise, auf der die elektrischen, die magnetischen Erscheinungen beruhen.

So wie man nämlich bei den grossen räumlichen Bewegungen die absolute Bewegung im Raum in mehrere elementare Bewegungen zerlegen kann, die jede für sich eine andere Bedeutung haben, so wird diess auch bei den Molecularbewegungen der Fall sein.

Das schwingende Pendel einer Uhr dreht sich mit dieser um die Erdaxe, und schreitet mit der Erde im Raum fort; seine absolute Bewegung ist eine so ausserordentlich complicirte, dass, kennten wir sie, uns diese Kenntniss zu nichts nützen würde;

wir würden die complicirte Linie anstaunen, ohne sie begreifen zu können. Zerlegen wir aber die absolute Bewegung in die angedeuteten drei Bestandtheile, so hat jeder derselben einen für uns fasslichen Sinn.

Ebenso ist es mit den Molecularbewegungen. Reiben wir eine gespannte Saite in geeigneter Weise nach der Längenrichtung, und streichen zugleich eine andere Saite mit dem Geigenbogen transversal, so werden die Bewegungen der Saiten-Molecüle auf die Luft übertragen und jedes einzelne Lufttheilchen macht einen höchst complicirten doppelt gekrümmten Weg, den unsere Sinne ebensowenig direct aufzufassen vermögen, wie unser Verstand. Unser Gehörsorgan, oder wohl richtiger jener Theil der Hirnmasse, welcher die Schallschwingungen aufnimmt, macht ganz dieselbe Zerlegung der Bewegung, die unser Verstand bei der mathematischen Behandlung eines derartigen Problems macht; er bringt uns die Longitudinalschwingungen der Saite als einen höchst unangenehmen grellen Schall, die gleichzeitigen Transversalschwingungen der anderen hingegen als einen musikalischen Ton zur Vorstellung, welche beide Töne wir trotz der Gleichzeitigkeit aufs Bestimmteste unterscheiden; es ist so, als ob eigene Organe, eigene Nervenbündel, nur von der einen, andere nur von der zweiten Schwingungsweise afficirt würden, so wie nur gewisse Saiten eines Claviers mitschwingen, wenn die Luft durch einen Trompetenton erregt wird.

Noch wahrscheinlicher ist, dass principiell verschiedene Molecularbewegungen auch von verschiedenen Theilen des Organismus aufgefasst werden, und desshalb in verschiedener Weise, als Licht, als Wärme, etc. zu unserer Vorstellung gelangen.

So ist man z. B. durch die Erscheinung der Polarisation des Lichtes zu der Erkenntniss gelangt, dass jene Molecularbewegungen, welche wir vermittelst des Sehorganes aufzunehmen im Stande sind, und „Licht“ nennen, ähnlich den Schwingungen einer gespannten musikalisch ertönenden Saite transversal sind, aber weit schneller vor sich gehen, als diese; denn durch ein parallel zur krystallographischen Hauptaxe geschnittenes Turmalinplättchen wird der senkrecht darauf durchgehende Lichtstrahl zerlegt, es gehen nur die Transversalschwingungen

parallel zur Hauptaxe hindurch, die darauf senkrechten aber werden fast vollständig verschluckt, vermuthlich in Wärme umgewandelt. Die Hypothese, dass die Lichterscheinungen auf solchen Transversalschwingungen beruhen, nämlich auf Schwingungen in einer Ebene, senkrecht auf der mit dem Namen „Lichtstrahl" bezeichneten Fortpflanzungsrichtung, ist bereits mathematisch so weit ausgebildet, dass die mechanische Theorie des Lichtes, nämlich die sogenannte Undulationstheorie, allein als auf nahe gleicher Stufe der Vollkommenheit stehend mit der Mechanik des Himmels angesehen werden darf, mit der sich sonst noch kein Zweig der Naturwissenschaften messen darf. (Bemerkung aus Redtenbacher's Vorlesungen.)

Als stofflichen Träger des aus fernem Weltraum kommenden Lichtes, nämlich jener Transversalschwingungen, die durch unser Sehorgan dem Gehirn und der Seele als Lichterscheinung übermittelt werden, nimmt man eine im ganzen Weltraum verbreitete, sehr feine elastische Masse, den Aether an. Dieser supponirte Aether ist aber keineswegs ein blosses Phantasiegebilde; die Astronomie lehrt, dass die elliptische Bahn des Enke'schen Kometen wirklich sich so verändere, als ob im Weltall ein, sehr geringen Widerstand bildendes Mittel vorhanden wäre; sie lehrt aber auch, dass die Kometen, selbst in ihren Kernen, geringere Dichte haben, als die feinste mittelst der Luftpumpe erzielbare Vacuumsluft. Wenn der Aether einem so ausserordentlich feinen Gase trotz der grossen Geschwindigkeit mit der dieser Gasball, Komet genannt, im Raume fortschreitet, doch nur geringen Widerstand darbietet, so muss die Dichte des Weltäthers für uns unfassbar klein sein, und der Einfluss desselben auf die Bewegung der Planeten selbst innerhalb Jahrtausenden sich der Beobachtung entziehen.

Ehe wir nun weiter über jene Molecularbewegungen erzählungsweise sprechen können, welche wir als Wärme auffassen, müssen wir das Wesentlichste über die gegenwärtige Vorstellung der Constitution der Materie anführen.

§. 4.

Das Doppelmedium.

Da die Aetherschwingungen nicht nur aus fernem Himmelsraum zur Erde gelangen, sondern auch durch „durchsichtige" Körper, wenn auch mehr oder weniger geschwächt, hindurchgehen, so sah sich Fresnel zu der Annahme gezwungen, dass die Körper keine continuirliche Masse bilden, sondern dass jene kleinen Massen-Aggregate, welche man Molecüle nennt, von einander getrennt seien, und zwischen ihnen der Aether, ebenfalls aus von einander getrennten Atomen bestehend, Platz nehme. Ampère, Poisson, endlich auch Cauchy, verliessen nach langem Widerstreben ebenfalls die bis dahin herrschende Contact-Theorie, und gegenwärtig ist die Ansicht, dass die Körper als ein Doppelmedium, bestehend aus wägbaren Körperatomen und unwägbaren Aetheratomen anzusehen seien, entschieden die herrschende. (Siehe „Dynamidensystem", Einleitung.)

Diese Anschauung führt aber ganz consequent zu der nothwendigen Annahme, dass nicht alle diese Körper- und Aether-Atome auf einander anziehend wirken können, sondern auch abstossende Kräfte vorhanden sein müssen; denn denken wir uns ein Molecül an der Oberfläche eines Krystalls, so würden alle die anziehenden Kräfte, deren Sitz in den inneren Molecülen und Aetheratomen des Krystalls liegt, eine nach einwärts gerichtete Resultirende haben, das Oberflächentheilchen müsste sich also bis zum Contact mit dem nächstliegenden Theilchen fortbewegen. Von diesem gälte dann dasselbe, u. s. f. wir kämen wieder auf den Contact aller Theilchen zurück. Es ist daher die Hypothese allgemein geworden, dass die Aetheratome unter sich auf einander abstossend, hingegen auf die Körperatome anziehend wirken, durch welche Hypothese ein Gleichgewichtszustand sich anziehender Körperatome ohne Contact sogleich begreiflich wird, indem er dann eben auf dem Gleichgewicht aller anziehenden und abstossenden Kräfte beruht.

Da mithin die Aetheratome ihrer Natur nach principiell verschieden sind von den Körperatomen, die sich niemals abstossen, so ist es sehr gut möglich, dass auch das noch unbe-

kannte Anziehungsgesetz zwischen Körper- und Aether-Atomen nicht die Eigenschaft hat, für endliche Entfernungen in die Form $C\frac{m\ m'}{r^2}$ überzugehen, wie das bei dem gleichfalls noch unbekannten Anziehungsgesetz der Körperatome der Fall ist, d. h. es ist sehr wohl denkbar, dass sie dem Gravitationsgesetz nicht unterworfen (Dynamidensystem, Seite 16), also nicht nur unwägbar, sondern wirklich imponderabel sind.

Bei einem chemisch zusammengesetzten Stoffe vereinigt sich eine gewisse Gruppe ungleichartiger Körperatome nebst einer sehr grossen Anzahl von Aetheratomen zu einem mit gemeinschaftlicher Aetheratmosphäre umgebenen Molecül, und bei einem chemisch einfachen Stoff vereinigt sich nach Clausius ebenfalls eine gewisse Gruppe aber gleichartiger Körperatome nebst der erforderlichen Anzahl von Aetheratomen zu einem mit gemeinschaftlicher Aetheratmosphäre umgebenen Gebilde, d. i. ebenfalls zu einem Molecül. Es zeigt sich diese Vorstellung nothwendig, um den Gesetzen, welche das Verhalten der Körper zur Wärme ausdrücken, allgemeine Tragweite zu geben.

Die auf der Anziehung der Körper- und Aether-Atome beruhenden Aetheratmosphären werden natürlich nächst der äusseren Begrenzung des Molecüls noch nahe so dicht sein wie im Innern desselben, aber mit der Entfernung vom Molecül an Dichte abnehmen. Insofern es nun zulässig ist, die Entfernung je zweier nächster Molecüle im Verhältniss zu deren Grösse als ausserordentlich gross anzunehmen, wird der grösste Theil des Raums zwischen den Molecülen als mit Aether von sehr geringer, für die Wärmeerscheinungen nicht mehr massgebender Dichte (etwa der des Welt-Aethers) angefüllt angesehen werden können, und werden die Wärmeerscheinungen dieselben sein, als ob die Aetheratmosphäre der Molecüle begrenzt wäre. Ein solches Molecül mit begrenzt gedachter Aetheratmosphäre ist eine Redtenbacher'sche Dynamide, und ist am besten geeignet die sinnliche Basis der theoretischen Untersuchungen über die Wärme abzugeben.

§. 5.

Erklärungen der Wärme-Erscheinungen.

Nach der mechanischen Theorie der Imponderabilien wird der physikalische Zustand der Körper durch die in den „Dynamiden" herrschende Bewegungsweise bestimmt. (Dynamidensystem, Seite 23.) Redtenbacher glaubt sogar, dass die physikalischen Zustände der Wärme, der Elektricitat und des Magnetismus nur allein auf verschiedener Bewegungsweise der Aetherhüllen beruhen, und die das Molecül mitconstituirenden Körperatome bezüglich dieser physikalischen Zustände gar keine active Rolle haben. Die Wärmeerscheinungen sollen nach ihm nur allein auf Radialschwingungen der Aetheratome beruhen, d. h. auf solchen Schwingungen, durch welche die Hüllen pulsirend grösser und kleiner werden und deren Verstärkung „Ausdehnungen der Aetherhüllen zur Folge haben, wodurch die „Repulsivkraft der Aetherhüllen gesteigert, und mithin eine Aus„dehnung des Körpers hervorgebracht wird". (Dyn. - System, Seite 24.)

Redtenbacher vermuthet ferner, dass die continuirlich rotirende Bewegung der Aetherhüllen dem elektrischen Strom entspreche, und dass durch diese rotirende Bewegung der Aetherhüllen in Verbindung mit der drehenden Bewegung der Erde die Drehungsaxe der Dynamide parallel mit der Erdaxe gestellt werde, ähnlich wie die Drehungsaxe der Kugel des Bohnenberger'schen Maschinchens, und dass hierauf die Erscheinung des Magnetismus beruhen könne.

Endlich glaubt er, wohl in Widerspruch mit allen andern Physikern, in den unstreitig vorhandenen, aber bisher nicht erklärten longitudinalen Schwingungen des Aethers (nach der Richtung des Lichtstrahls nämlich) die „strahlende Wärme" erkennen zu sollen. (Dyn.-Syst., S. 133.) — Andere Schriftsteller, die sich bisher mit der mechanischen Theorie der Imponderabilien befreundet haben, und insbesondere Clausius, schreiben jedoch die Wärme-Ercheinungen, und, mit weniger Bestimmtheit, auch die elektrischen und magnetischen Erscheinungen gewissen Bewegungen der Körper-Atome zu, an denen die

Aether-Atome möglicher und wahrscheinlicher Weise theilnehmen, so dass nur allein die Lichterscheinung, die durch das feinste unserer Organe, durch das Auge, vermittelt wird, auf reinen Aetherschwingungen allein beruht. Der Umstand, dass man Wärme und Elektricität in beträchtlich grosse mechanische Arbeit umwandeln kann, nicht aber Licht, scheint für diese Ansicht zu sprechen.

Clausius insbesondere sieht die innere lebendige Kraft, welche uns als Wärme erscheint, als aus zwei Theilen bestehend an. Da nämlich die Atome in jedem Aggregatszustand als die nämlichen, unveränderlichen, starren Körper angesehen werden, so ist die mittlere lebendige Kraft eines Atoms gleich der Summe aus der lebendigen Kraft, welche dem Atom vermöge seiner Bewegung mit dem ganzen Molecül zukommen würde, wenn es in demselben eine unveränderliche Lage einnehmen würde, und aus der mittleren lebendigen Kraft, welche seiner vibrirenden Bewegung um die Gleichgewichtslage im Molecül entspricht.*)

Die innere lebendige Kraft eines Körpers besteht daher:

1. Aus der lebendigen Kraft der Molecüle. In den festen Körpern kommt dem Schwerpunkt eines jeden Molecüls eine bestimmte Gleichgewichtslage zu, und der Bewegungszu-

*) Gesetzt der Mond bewege sich mit einer constanten Geschwindigkeit v im Kreis um die Erde, und zugleich sammt dieser mit einer constanten Geschwindigkeit c im Kreis um die ruhend gedachte Sonne, so ist in einem Augenblick, in welchem der von der Sonne nach der Erde gezogene Fahrstrahl mit dem von der Erde nach dem Mond gezogenen den Winkel φ bildet, die absolute Geschwindigkeit U des Mondes gegeben durch: $U^2 = c^2 + v^2 + 2cv \, Cos \, \varphi$. Bei einer vollen Umdrehung des Mondes um die Erde (bei einer ganzen Schwingung) durchläuft der Winkel φ alle Werthe von 0 bis 360°, und folglich ist der Mittelwerth von $2cv \, Cos \, \varphi = 0$, also der Mittelwerth von $U^2 = c^2 + v^2$. Aehnliches gilt, wenn sich irgend eine periodische Bewegung mit symmetrisch veränderlicher Geschwindigkeit v, combinirt mit einer anderen Bewegung, die während der Dauer der Periode als constant angesehen werden kann, nur tritt an die Stelle von v^2 der mittlere Werth von v^2. Es setzt also die obige Ausdrucksweise voraus, dass die Schwingungsdauer eines Atoms relativ gegen die Schwingungsdauer eines Molecüls verschwindend klein sei. Im Allgemeinen könnte man keineswegs behaupten, dass sich die lebendigen Kräfte einfach addiren.

stand des Molecüls kann nur in einer Schwingung um seine Gleichgewichtslage bestehen; ist m die Masse des ganzen Molecüls, und c die mittlere Geschwindigkeit des Schwerpunkts desselben in seiner vibrirenden Bewegung, so ist $\frac{1}{2} m c^2$ die lebendige Kraft der vibrirenden Bewegung des ganzen Molecüls. In den Gasen aber stehen nach Krönig und Clausius die Molecüle durchschnittlich so weit von einander entfernt, dass sie gar keine Molecularkraft mehr gegen einander äussern, also weder anziehend noch abstossend auf einander wirken. Sie werden sich also, gewissermassen freier als ein Körper im Weltraum, mit der Geschwindigkeit c, die sie zufällig besitzen, gleichförmig fortbewegen, bis sie in das Bereich der Wirksamkeit der anziehenden und abstossenden Molecularkräfte gelangen, d. h. bis sie an ein nächst gelegenes Molecül stossen, und von demselben wieder abprallen, wobei man sich nicht vorzustellen hat, dass die Körpertheilchen in Contact gerathen, sondern sich höchstens vorstellen darf, dass die begrenzt gedachten elastischen Aetherhüllen zum wechselseitigen Stoss gelangen, zufolge dessen die Theilchen sich alsbald wieder aus dem Bereich ihrer Molecularkräfte entfernen und mit constanter Geschwindigkeit fortbewegen. Auf den beständig stattfindenden Stössen gegen die Gefässwände beruht nach dieser Ansicht die Expansivkraft der Gase. Ist für diesen Fall wieder m die Masse eines Molecüls, c die mittlere Geschwindigkeit der geradlinig fortschreitenden Bewegung aller Molecüle, so entspricht jedem Molecül eine mittlere lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung $= \frac{1}{2} m c^2$.

Bei den tropfbar flüssigen, so wie bei jenen festen Körpern, welche direct aus dem festen Zustand zu verdunsten vermögen, werden die Oberflächentheilchen durch die Molecularkräfte nicht fest genug an das Innere gehalten; treffen bei den beständig stattfindenden Vibrationen günstige Stösse zusammen, so wird ein solches Oberflächentheilchen so weit von dem Körper hinausgeschleudert, dass es aus dem Bereich dessen Molecularanziehung gelangt, und seinen Weg frei als Gastheilchen

fortsetzen kann. Findet die Verdunstung in abgeschlossenem Raum statt, so wird sich derselbe mehr und mehr mit Gastheilchen füllen, dabei aber auch immer häufiger der Fall eintreten, dass einige von den Wänden und den schon vorhandenen Gastheilchen abprallende Molecüle auf ihrer geradlinigen Bewegung wieder in den Anziehungs-Rayon des Körpers gelangen und von demselben fest gehalten werden, bis endlich der Zustand der Sättigung eintritt, in welchem in jeder Secunde sich eben so viele Molecüle von dem Körper loslösen, als wieder von demselben aus dem Gasraum neuerdings aufgenommen und festgehalten werden.

2. Besteht die innere lebendige Kraft, welche uns als Wärme erscheint aus der lebendigen Kraft, welche der vibrirenden Bewegung der Bestandtheile der Molecüle, nämlich der Körper- und der Aetheratome zukommt, welche sämmtlich um ihre Gleichgewichtslage im Molecül vibriren werden.

Die Summe dieser beiden Antheile an innerer lebendiger Kraft wollen wir in der Folge kurz als lebendige Kraft der Wärme bezeichnen, und die Arbeit, welche bei Erwärmung eines Körpers erforderlich ist, um die lebendige Kraft der Wärme zu erhöhen, soll hier die Erwärmungsarbeit genannt werden. Sie ist es aber nicht allein, welche bei Erwärmung eines Körpers verrichtet werden muss, sondern es besteht die bei der Erwärmung eines Körpers zu verrichtende Arbeit vielmehr:

A. In der äusseren Arbeit, welche erforderlich ist, um bei der eintretenden Vergrösserung des Volumens den äusseren (atmosphärischen oder sonstigen) Druck zu überwinden.

B. In der innern Arbeit. Diese zerfällt nun erst:

   a. In jene Arbeit, welche wir Verschiebungsarbeit nennen wollen, und welche erforderlich ist, um die mittlere Distanz der Schwerpunkte der Molecüle zu vergrössern, und

   b. In die eben erörterte Erwärmungsarbeit, welche auf Erhöhung der lebendigen Kraft der Wärme verwendet wird.

Ich schliesse mich in dieser Unterscheidung besser dem

Werke Zeuner's an, während ich in dem „Beitrag“ die hier als Verschiebungsarbeit angeführte Arbeit als „innere Arbeit“ bezeichnet habe.

Diese Verschiebungsarbeit ist bei festen Körpern wahrscheinlich sehr bedeutend, bei den Gasen hingegen ist sie zufolge der eben erörterten Hypothese von Krönig und Clausius gleich Null, weil die Gasmolecüle in ihrer mittleren Entfernung gegen einander indifferent sind, also die Vergrösserung oder Verkleinerung dieser mittleren Entfernung an und für sich weder Arbeit produciren noch consumiren kann. Würden sich die Gastheilchen, wie man früher glaubte, und wie auch Redtenbacher annimmt, abstossen, so wäre die zur Verkleinerung des Volums erforderliche Verschiebungsarbeit positiv, hingegen die zur Vergrösserung desselben erforderliche Verschiebungsarbeit negativ. Bei den festen Körpern ist dieselbe jedenfalls positiv, indem sowohl zur Vergrösserung wie zur Verkleinerung der mittleren Distanz der Molecüle Arbeit erforderlich ist, im ersteren Fall, weil die anziehenden, im letzteren, weil die abstossenden Kräfte überwiegend werden, während sie früher im Gleichgewicht waren. Wir werden das, was die bisherigen Untersuchungen über den Betrag dieser Einzelarbeiten, so wie über die Temperatur im Sinne der Clausius'schen Hypothese ergeben haben, noch im §. 17 erzählend anführen. Wir sind jedoch auf diese Einzelheiten der mechanischen Wärmetheorie nur eingegangen, damit jene geehrten Leser, denen der Gegenstand noch neu ist, eine vollkommen klare Vorstellung über die Bedeutung jenes Satzes bekommen, der jetzt in Aller Mund ist, und dem wir einen eigenen Paragraph widmen werden: „Wärme ist mit Arbeit äquivalent,“ ein Satz der eigentlich richtiger lauten würde: Wärme ist lebendige Kraft, und folglich mit Arbeit äquivalent.

Zum Zwecke der Theorie der Dampfmaschinen benöthigen wir von allen diesen Einzelheiten der Hypothesen nichts, wir brauchten uns selbst gar nicht für Redtenbacher oder Clausius zu entscheiden, wir benöthigen unabweislich nichts, als nur allein jenen bereits unumstösslich als wahr erkannten Satz der Aequivalenz von Wärme und Arbeit, jedoch sprechen wir uns

viel bequemer, wenn wir die Kenntniss der Clausius'schen Hypothese unter der hier dargestellten Form voraussetzen dürfen.

§. 6.

Die strahlende und die mitgetheilte Wärme.

Anschliessend an die eben besprochenen Hypothesen, erlaube ich mir, meiner Meinung über das Wesen der strahlenden Wärme Ausdruck zu geben. Ich suche den Unterschied zwischen mitgetheilter und strahlender Wärme in Folgendem: Befinden sich zwei Körper *A* und *B* von ungleicher Temperatur nicht weit von einander entfernt, und ist z. B. *A* wärmer als die zwischen *A* und *B* befindliche Luft *C*, *B* hingegen kälter als *C*, so gibt *A* lebendige Kraft an *C*, und *C* lebendige Kraft an *B* in Gestalt von mitgetheilter Wärme ab, insofern die Lufttheilchen *C* unmittelbar durch die schneller bewegten Theilchen von *A* angeregt werden, und ihrerseits unmittelbar auf die Körpertheilchen von *B* anregend einwirken. Ueberdiess gehen aber von *A* kugelförmige Aetherwellen mit transversaler Schwingung der einzelnen Aethertheilchen aus, welche in *B* anlangend zunächst die lebendige Kraft des Aethers von *B* erhöhen, die sich weiter auf die Körpermolecüle von *B* überträgt, so dass eine Erhöhung der Temperatur von *B* und eine Verringerung jener in *A* durch Vermittlung des zwischen *A* und *B* befindlichen transversal schwingenden Aethers ohne Zuhilfenahme des körperlichen Zwischenmediums *C* stattfindet. Diess ist die Erwärmung, respective Abkühlung, durch Strahlung. Befindet sich der Körper *B* im Vacuum, so kann er thatsächlich nur durch Strahlung erwärmt oder abgekühlt werden. Das, was man aber am Differential-Thermometer oder am Galvanometer des Melloni'schen Apparates misst, ist eigentlich nicht die strahlende Wärme als solche, sondern vielmehr die mitgetheilte Wärme, welche durch Umsetzung der aussergewöhnlichen lebendigen Kraft des Aethers in die gewöhnliche „lebendige Kraft der Wärme" (nämlich lebendige Kraft der Molecüle und ihrer Atome) entstanden ist.

Für diese meine Ansicht spricht der Umstand, dass sich

die strahleude Wärme nach Wrede ungefähr mit $\frac{4}{5}$ der Geschwindigkeit des Lichtes (diese beträgt 42,100 deutsche Meilen pr. Sec.) fortpflanzt, ferner der Umstand, dass die Wärmestrahlen so wie die Lichtstrahlen reflectirt, absorbirt, einfach und doppelt gebrochen, polarisirt, gebeugt und interferirt werden; dass manche Körper gewisse Wärmestrahlen durchlassen, andere Wärmestrahlen hingegen schwächer oder gar nicht, gerade so wie rothes Glas vornehmlich nur rothes Licht durchlässt. Es gibt also verschiedenartige Wärmestrahlen. Hiervon überzeugt wohl auch das Gefühl. Der wärmende Sonnenstrahl ist angenehm, jener des Ofens unangenehm, gerade so wie sensitiven Personen das gelbe Licht mehr oder weniger unangenehm ist.

Eine dunkle Wärmequelle, z. B. ein eiserner Ofen, ist im Finstern vermuthlich so lange nicht sichtbar als die Aetherwellen der strahlenden Wärme noch zu lang sind, und zu geringe Schwingungszahl besitzen. Erst wenn die Schwingungen von so geringer Länge, so schnell und so intensiv geworden sind, dass der Ofen glüht, dann erst vermögen sie durch die Flüssigkeit des Auges als rothes Licht zu dringen. (Eisenlohr.)

Die Mittheilung der Wärme ist aber etwa in der Art zu denken, wie die Mittheilung der lebendigen Kraft an eine sehr grosse Menge von Billardkugeln mittelst regelmässig sich wiederholender von einer Stelle ausgehender Stösse. An der Erzeugungsstelle wird die gespielte Kugel abwechselnd die volle, und abwechselnd eine anfangs sehr kleine, später allmälig wachsende Geschwindigkeit besitzen, während die entfernten Kugeln eine stetig von Null an langsam zunehmende Geschwindigkeit annehmen werden. Ganz ähnlich muss der Vorgang sein, wenn warme und kalte Luft in Berührung kommt. An der Berührungsstelle muss die mittlere Temperatur bestehen, weil jedes Molecül abwechselnd die eine und die andere Geschwindigkeit besitzt. Sind die Kugeln nur wenig elastisch, so pflanzt sich die lebendige Kraft nur in beschränktem Umkreis fort, wie z. B. bei einer brennenden Kerze.

§. 7.

Das mechanische Aequivalent der Wärme.

Der Satz: „Wärme und Arbeit sind äquivalent" wurde nach allgemeiner Annahme erst von dem deutschen Physiker Mayer in den Annalen von Wöhler und Liebig, Maiheft 1842 bestimmt formulirt. Er musste aber wohl auch schon dem Grafen Rumford vorgeschwebt haben, da er seine im §. 2 angedeuteten Versuche benutzte, um jene Zahl festzustellen, die man jetzt das mechanische Wärmeäquivalent nennt. Er fand nämlich, dass durch je 1034 Fusspfund englisch eine englische Wärmeeinheit producirt werde, nämlich eine Wärmemenge, durch welche 1 engl. Pfund Wasser um 1 Grad Fahrenheit erwärmt werden kann, welches Ergebniss er jedoch zufolge der unvermeidlichen Wärmeverluste ausdrücklich bezüglich der erforderlichen Anzahl Fusspfund als zu gross erklärte. Da nun ein engl. Fuss = 0·30479 Meter ist, so wären nach jener Angabe auch 1034 × 0·30479 Kilogramm-Meter äquivalent mit der Wärmemenge, durch welche 1 Kilogramm Wasser um 1 Grad Fahrenheit, d. i. um $\frac{100}{180}$ Grad Cels., erwärmt werden kann, folglich ist die auf das Celsius-Thermometer und Kilogramm bezogene französische Wärme-Einheit äquivalent mit 1034 × 0·30479 × 1·8 = 1034 × 0·548622 = 567 Kilogramm-Meter.

Mayer suchte dieses mechanische Wärmeäquivalent durch Schütteln oder Rühren des Wassers zu bestimmen, und fand es = 365 Kilogr. Meter. —

Der englische Physiker Joule stellte in den Jahren 1840 bis 1849 eine umfassende und ausserordentlich sorgfältige Reihe von Versuchen an*), bei welchen er Wärme durch Reibung starrer, so wie flüssiger Körper erzeugte, und die gemessene Wärmemenge mit der angewandten Arbeitsmenge verglich. Diese Versuche bewiesen vollständig die Unabhängigkeit des durch Arbeit hervorgerufenen Wärmequantums von dem Stoffe, an welchem die erzeugte Wärme erscheint; das mechanische

*) Mitgetheilt im 4. Ergänzungsband der Poggendorff'schen Annalen.

Wärmeäquivalent zeigte sich innerhalb der Beobachtungsfehler in allen Fällen constant. Joule selbst gibt als die genaueste und massgebende Versuchsreihe jene an, bei welcher die Erwärmung des Wassers durch Reibung zur Bestimmung des Wärmeäquivalents benutzt wurde. Das Princip des hierbei angewandten Apparates wird durch die Skizze Fig. 3 versinnlicht.

Fig. 3.

Es ist:

A eine messingene Axe mit Halslager und Pfanne an

B, dem cylindrischen kupfernen Gefässe, dessen Deckel wasserdicht aufgeschraubt ist.

C an *A* befindliche Schaufeln aus Messingblech, acht im Umfang, und vier Reihen über einander.

D, vier radial stehende, nahe an *C* anschliessende, an der Gefässwand befestigte Scheidewände,

E, hölzerner möglichst durchbrochener Untersatz, um als Unterlage des Gefässes *B* eine stagnirende Luftschicht zu erhalten,

F, eingeschaltetes Buchsbaumstück, um die Fortpflanzung der Wärme nach oben zu schwächen,

G, eingepasstes Thermometer,

H, abnehmbare hölzerne Spule, die an einem Rahmen eingespannt werden kann, um mittelst Kurbel *K* die über zwei hölzerne Scheiben mit Frictionsrollenzapfen gehenden Spannschnüre *L* aufzuwinden, an welchen die treibenden 18 bis 20 Pfund wiegenden (auf Grane genau gewogenen) Gewichte hängen.

Durch das 35 Minuten dauernde Fallen der Gewichte (mit 2·3 Zoll Fallgeschwindigkeit) wurde das Schaufelrad in dem im Gefässe befindlichen Wasser herumgetrieben, und dieses hierdurch im Mittel von 40 gut übereinstimmenden Versuchen um die minutiöse Grösse von 0·5632 Grad Fahrenheit erwärmt. Nur die ausserordentlichste Sorgfalt konnte es möglich machen, aus so kleinen Grössen ein richtiges Resultat zu erhalten. Der Beobachtungsort war ein Keller mit gleichförmiger Temperatur; die strahlende Wärme des Beobachters wurde durch einen Schirm abgehalten; Schnurgewicht und Schnursteifigkeit in Rechnung gezogen, und die durch Strahlung verloren gegangene oder hinzugekommene, so wie die auf Erwärmung des Apparates verwendete Wärme genau bestimmt, zu welchem Behufe früher die Wärmecapacität der am Apparat vorkommenden Materialien eigens bestimmt wurde. Das directe Ergebniss ohne Rücksicht auf den Luftwiderstand, welchen die Gewichte bei ihrem Fall erfahren, war: eine Wärme-Einheit äquivalent mit 773·64 Fusspfund englisch, und reducirt auf den Fall der Gewichte im Vacuum, mit 772·692, wofür Joule in Berücksichtigung der sehr geringen Erschütterungen und des nur schwachen Tons die Zahl 772 Fusspfund als das richtige Aequivalent schätzt, welche Zahl auf das metrische Mass und das Celsius-Thermometer reducirt, das Resultat ergibt:

Eine Wärme-Einheit ist äquivalent mit 423·54 Kilogramm-Meter, oder in ganzer Zahl mit 424 $^{\text{Km.}}$

Der Reibungsversuch von Schmiedeeisen in Quecksilber ergab 774·083 Pfd.′, der von Gusseisen auf Gusseisen 774·987 Pfd.′, jedoch sind diese Resultate wegen der schwierigen Be-

stimmung der hier beträchtlicheren auf Erschütterungen und auf Schallerzeugung verwendeten Arbeitsquantitäten nach Joule's eigenem Ausspruch minder genau als jene mit dem Wasser.

In neuester Zeit hat G. A. Hirn in Colmar ebenfalls derartige Versuche gemacht.*) Die Reibung zwischen Gusseisen und befettetem Metall ergab das Wärme-Aequivalent = 371·6 Km. Doch deutet der Berichterstatter der Berliner physikalischen Gesellschaft, Herr Professor Dr. Clausius, an, dass diese Zahl zu klein sei. Ohne Anwendung von Fett ergab sich 410 bis 420 Km. Bohrversuche ergaben 425 Km. Am interessantesten sind Hirn's Versuche an Dampfmaschinen. Er bestimmte, wie viel Wärme dem Dampf mitgetheilt werden musste, um ihn in den Zustand zu bringen, in welchem er in den Cylinder trat, und wie viel Wärme der Dampf nach dem Austritte aus dem Cylinder im Condensator wieder zurück ergab. Die gefundene Differenz wurde mit der durch den Prony'schen Zaum gefundenen mechanischen Arbeit verglichen. Wird diese mit Clausius zu 70 Proc. der vom Dampf im Cylinder wirklich verrichteten Arbeit geschätzt, so ergibt sich die Zahl 427 Km. = einer Wärme-Einheit. Alle derartigen Versuche sind ausserordentlich schwierig. In je grösseren Dimensionen man sie anstellt, desto mehr vermehrt sich die Anzahl und Bedeutung der Fehlerquellen, und desto weniger kann man sie oftmals wiederholen, weil sie zu zeitraubend und kostspielig werden. Versuche im Grossen geben daher in diesem wie in vielen anderen Fällen nicht genauere Resultate, als die mit aller denkbaren Sorgfalt angestellten Versuche im Kleinen.

Man pflegt daher jetzt allgemein den von Joule gefundenen und von Redtenbacher mit k bezeichneten Werth

$$k = 423{\cdot}54 \qquad (1)$$

als den wahren Betrag des in Kilogramm-Meter ausgedrückten mechanischen Aequivalentes einer Wärmeeinheit anzusehen, und es ist somit umgekehrt das von Clausius und Zeuner mit A bezeichnete „Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit"

*) Berliner Berichte über die Fortschritte der Physik, für 1855.

$$A = \frac{1}{k} = 0{\cdot}0023615 \qquad (2)$$

Wärme-Einheiten.

Da eine Pferdekraft 75 Kilogramm-Meter beträgt, so benöthigt man beinahe sechs Pferdekraft, um in jeder Secunde nur die kleine Quantität von 1 Liter Wasser um 1 Grad Celsius zu erhöhen. Man sieht also leicht ein, dass auch die riesige Wasserkraft des Niagarafalls das Wasser desselben keineswegs zum Kochen, sondern nur zu einer schwer zu beobachtenden Temperaturerhöhung veranlassen wird, und dass uns in allen praktischen Problemen die auf Wirbelbildung verwendete Arbeit, die sich in Wärme umsetzt, rein als ein mechanischer Verlust erscheinen muss, dessen oft ungeheure Grösse uns jetzt erst verständlich ist.

§. 8.

Die absolute Temperatur und das natürliche Thermometer.

In der mechanischen Wärmetheorie wird allgemein Gebrauch gemacht von dem Begriff „absolute Temperatur". Man gelangt zu demselben auf folgende Weise:

Nach dem Gay-Lussac'schen Gesetz ist das Volumen V eines Gases bei der Temperatur t^0 Cels. aus dem Volumen V_0 desselben bei gleicher Spannung und bei 0^0 Cels. berechenbar nach der Formel

$$V = V_0\ (1 + \alpha t) \qquad (3)$$

wenn α den Ausdehnungscoëfficienten für 1^0 Cels. bedeutet; somit ist das Volumen V_1 bei der Temperatur t_1

$$V_1 = V_0\ (1 + \alpha t_1)$$

folglich:

$$\frac{V}{V_1} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} = \frac{\frac{1}{\alpha} + t}{\frac{1}{\alpha} + t_1} = \frac{T}{T_1} \qquad (4)$$

wenn allgemein

$$T = \frac{1}{\alpha} + t \qquad (5)$$

gesetzt wird.

Für atmosphärische Luft ist nach Regnault und Magnus

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= 0{\cdot}003665 \\ \frac{1}{\alpha} &= 272{\cdot}85, \text{ nahe} = 273 \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

also

$$T = 273 + t$$

Zählt man also die Temperaturen nicht vom Nullpunkt des Celsius-Thermometers, sondern von — 273 Grad an, so kann man zufolge (4) das Gay-Lussac'sche Gesetz so aussprechen:

Die Volumina V, V_1 bei gleichem Druck verhalten sich wie die absoluten Temperaturen T, T_1.

Die Zahl α oder $\frac{1}{\alpha}$ ist nach Regnault für die verschiedenen Gase nicht absolut, aber doch sehr nahe dieselbe; so ist z. B. für

atmosphärische Luft $\frac{1}{\alpha}$ =	272·85
Wasserstoffgas	273·15
Stickstoffgas	272·70
Kohlenoxydgas	272·55
Kohlensäure	269·54

Für die vollkommen permanenten Gase ist also der Ausdehnungscoëfficient als gleich gross mit dem der Luft anzusehen.

Das Volumen bei 100° verhält sich also zu dem bei 0°, wie die absolute Temperatur 372·85 zur absoluten Temperatur 272·85. Sucht man die Näherungsbrüche dieses Verhältnisses, so findet man dieselben:

$$\frac{3}{2}, \frac{4}{3}, \frac{11}{8}, \frac{15}{11}, \frac{41}{30}, \ldots\ldots, 1{\cdot}3665.$$

Bleibt man bei $\frac{41}{30} = \frac{410}{300} = 1{\cdot}3667$ stehen, so ergibt sich, dass es für die Rechnungen am bequemsten wäre, ein 110 theiliges Thermometer einzuführen, dessen Gefrierpunkt mit 300 und dessen Siedepunkt mit 410 bezeichnet ist. Nennen

wir die auf diesem natürlichen Thermometer abgelesenen Temperaturen die natürlichen Temperaturen, so wären die Volumen nicht nur den natürlichen Temperaturen proportional, sondern der Ausdehnungscoëfficient α wäre auch eine runde Zahl:

$$\alpha = \frac{1}{300}, \quad \frac{1}{\alpha} = 300.$$

Die natürliche Temperatur $\mathfrak{T}$ stünde mit unserer jetzigen absoluten Temperatur T in der Beziehung

$$\mathfrak{T} = 1{\cdot}1 \; T \qquad (7)$$

Ich unterlasse jedoch hier die Einführung dieses natürlichen Thermometers in die Rechnungen, weil für unsere Zwecke die Zahl 273 eben so genau ist wie 272·85, und die runde Zahl 300 vor der ganzen Zahl 273 nichts Wesentliches voraus hat, hingegen es an diesem Orte wesentlich ist, jede Möglichkeit eines Irrthums hintanzuhalten.

Die absolute Temperatur

$$T = \frac{1}{\alpha} + t = 273 + t$$

hat nun in der mechanischen Wärmetheorie eine fassliche Bedeutung erlangt; sie ist nach der Redtenbacher'schen Hypothese der mittleren lebendigen Kraft eines einzelnen Aetherathoms proportional und von der Dichte des Aethers unabhängig, und sie ist nach der Clausius'schen Hypothese, insofern von Gasen die Rede ist, der mittleren lebendigen Kraft der fortschreitenden Bewegung eines Molecüls proportional, und zwar besteht, wie ich in dem „Beitrag" Seite 63 gezeigt habe, folgende Beziehung:

$$K = \frac{1}{2} \frac{q}{g} c^2 = 3\,k\,T$$

Hierin ist q das Aequivalentgewicht nach der Gerhardt'schen Volumentheorie, c die mittlere Geschwindigkeit der fortschreitenden Bewegung eines Molecüls, also $\frac{q}{g}$ die Masse eines Aequivalentes und $K = \frac{1}{2} \frac{q}{g} c^2$ die lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung desselben, k das mechanische Wärmeäquivalent, und T die absolute Temperatur. Es ist also:

$$T = \frac{1}{k} \cdot \frac{K}{3} = A \frac{K}{3} = \frac{K}{1271} \qquad (8)$$

Die absolute Temperatur eines Gases ist demnach nur insofern auch ein Mass für die ganze in dem Gas enthaltene Wärmemenge, als für ein und dasselbe Gas in seinen verschiedenen Temperaturzuständen die lebendige Kraft K der fortschreitenden Bewegung zur ganzen inneren lebendigen Kraft der Wärme immer in demselben Verhältniss steht. (Clausius.)

Wie die Temperatur flüssiger und fester Körper mit der lebendigen Kraft der Wärme in Beziehung steht, ist bis jetzt noch nicht ermittelt worden, es lässt sich aber vermuthen, dass man allgemein den Satz wird aussprechen können: Die absolute Temperatur ist das Mass der lebendigen Kraft eines Molecüls in seiner fortschreitenden oder vibrirenden Bewegung, ohne Einbeziehung der lebendigen Kraft der Atome in ihrer vibrirenden Bewegung um die Gleichgewichtslage, die sie im Molecül einnehmen.

§. 9.

Das Gay-Lussac-Mariotte'sche Gesetz.

Betrachten wir ein vorläufig als permanent gedachtes Gas in 3 Zuständen a, b, c, in welchen die Spannung p, d. i. der in Kilogrammen ausgedrückte Druck auf einen Quadratmeter, das specifische Gewicht σ, das ist das in Kilogrammen ausgedrückte Gewicht eines Kubik-Meters, das Volumen V, die Temperatur t nach Cels., und die absolute Temperatur $T = \frac{1}{\alpha} + t$, die in nachfolgendem Schema enthaltenen Werthe haben:

Zustand	p	σ	V	t	T
a	p	σ	V	t	T
b	p	σ'	V'	0	$\frac{1}{\alpha}$
c	$\mathfrak{A} = 10334$	σ_0	V_0	0	$\frac{1}{\alpha}$

Die Zahl, $\mathfrak{A} = 10334$ (9)
bedeutet hierin und in Zukunft den Druck einer Atmosphäre auf den Quadratmeter bei dem normalen Barometerstand von 760 Millimeter.

Das Gewicht der Gasmasse sei:

$$G = V\sigma = V'\sigma' = V_0\sigma_0$$

Wir finden nun, den Zustand a mit b vergleichend, nach dem einfachen Gay-Lussac'schen Gesetz Formel (4) gültig für gleiche Spannungen

$$\frac{V}{V'} = \frac{T}{\frac{1}{\alpha}} = \alpha T$$

und den Zustand b mit c vergleichend, nach dem einfachen Mariotte'schen Gesetz, gültig für gleiche Temperaturen,

$$\frac{V'}{V_0} = \frac{\mathfrak{A}}{p} \text{ somit } V' = \frac{\mathfrak{A}}{p} . V_0 \text{ und}$$

$$V = \alpha T V' = \frac{\mathfrak{A}}{p} \alpha T V_0$$

folglich wegen

$$V = \frac{G}{\sigma} \text{ und } V_0 = \frac{G}{\sigma_0}$$

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{\mathfrak{A}\alpha T}{p} . \frac{1}{\sigma_0} \text{ oder}$$

$$\frac{p}{\sigma T} = \frac{\mathfrak{A}\alpha}{\sigma_0} = \frac{37{\cdot}874}{\sigma_0} \qquad (10)$$

Bezeichnen wir jetzt und in der Folge mit v, v_0 die specifischen Volumen, nämlich mit $v = \frac{1}{\sigma}$ das Volumen von 1 Kilogramm Gas bei der Spannung p und der Temperatur t, und mit $v_0 = \frac{1}{\sigma_0}$ das Volumen von 1 Kilogramm Gas bei der Spannung $\mathfrak{A} = 10334$ Kilogramm und bei der Temperatur 0, so finden wir auch:

$$\left.\begin{aligned} \frac{pv}{T} &= R \\ &= \mathfrak{A}\alpha v_0 = \frac{\mathfrak{A}\alpha}{\sigma_0} \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

In dieser Form

$$\frac{p\,v}{T} = R$$

pflegt man jetzt gewöhnlich das combinirte Gay-Lussac- und Mariotte'sche Gesetz zu schreiben, und man nennt

$$R = \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\sigma_0} = 37\cdot874\ v_0$$

die Constante des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes.

§. 10.

Ausdehnung des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes auf den Wasserdampf und andere Dämpfe.

Obwol das Gesetz (10)

$$\frac{p\,v}{T} = \frac{p}{\sigma\,T} = R \text{ oder } \sigma = \frac{1}{R} \cdot \frac{T}{p}$$

in voller Strenge nur für permanente Gase gilt, so wurde es doch bisher von allen Physikern auch für die coërciblen Gase, nämlich für die Dämpfe, und insbesondere für den Wasserdampf als für alle Zustände desselben geltend angenommen. So finden wir in der 7. Auflage von Eisenlohr's Physik, 1857, folgende Aussprüche:

Seite 383 mit durchschossenen Lettern: „Ueberhaupt aber „ist bei jeder Temperatur die Dichte des Wasserdampfes, wenn „der Raum damit gesättiget ist, nahezu gleich 0·6225 oder un- „gefähr $\frac{5}{8}$ von der Dichte der Luft bei gleicher Temperatur „und gleicher Expansivkraft.“

Seite 384: „Wenn Dämpfe erwärmt werden, und mit der „Flüssigkeit, aus der sie entstanden sind, nicht mehr in Ver- „bindung stehen,“ (d. h. mit anderen Worten, wenn Dämpfe „überhitzt werden), „so dehnen sie sich nach dem im §. 325 „angegebenen Gesetze (nämlich nach dem Gay-Lussac-Ma- „riotte'schen Gesetze) aus.“

Zufolge des ersten Ausspruchs ist das specifische Gewicht σ' des gesättigten Wasserdampfes bei der Spannung p und der absoluten Temperatur T

$$\sigma' = 0\cdot6225\,\sigma = \frac{0\cdot6225}{R} \cdot \frac{p}{T}$$

oder $\sigma' = \frac{1}{R'} \cdot \frac{p}{T}$

und die Constante

$$R' = \frac{R}{0\cdot6225},$$

nach dem zweiten, vom Sättigungspunkt an geltenden Ausspruch, ist auch für jeden überhitzten Dampf

$$\frac{p}{\sigma T} = R' = \frac{R}{0\cdot6225}$$

unter R die Constante für atmosphärische Luft verstanden.*)

Alle bisher für die Dichte des gesättigten Wasserdampfes berechneten Tabellen, auch die in Eisenlohr's Werk, Seite 386, sind ausnahmslos auf diese Voraussetzung der Gültigkeit der Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes basirt. Man hat nämlich durch Versuche bestimmt, welche Spannung p der gesättigte Dampf von der Temperatur t hat, und hat sodann mit den beiden Angaben von p und von $T = \frac{1}{\alpha} + t$ das zugehörige Gewicht des Dampfes aus

$$\sigma' = \frac{1}{R'} \cdot \frac{p}{T}$$

berechnet.

Nur eine einzige in der „Wärmetheorie“ von Zeuner aufgestellte Tabelle macht hiervon eine Ausnahme. Zeuner findet auf Grundlage der im §. 51, Nummer (248) angegebenen von Clausius aufgestellten wichtigen Formel der mechanischen Wärmetheorie, durch eine unstreitig geistvolle und schwer anzu-

---

*) Bei den Siemens'schen Versuchen, zufolge welchen gesättigter Dampf bei der Uebersitzung von 100° auf 110, 115·6, 126·5, 186·1 sich beziehungsweise 5, 4, 3 und 2 Mal so stark ausdehnen soll, als atmosphärische Luft bei gleicher Spannung von 1 Atmosphäre, ist wohl der Dampf nicht trocken gewesen, oder sonst ein Irrthum vorgefallen. Die Versuche von Fairbairn und Tate (Civil-Engineer, Augustheft 1860) haben im Gegentheil ergeben, dass nur in der Nähe des Sättigungspunktes grosse Unregelmässigkeiten stattfinden, aber schon bei einer Ueberhitzung um 3 bis 14° Cels. der Dampf sehr nahe das Gay-Lussac'sche Gesetz befolgt.

greifende Combination seiner theoretischen Formeln mit den Versuchen Regnault's für das specifische Volumen des gesättigten Wasserdampfes von der Spannung p und der absoluten Temperatur T die empirische Formel*):

$$v = 0{\cdot}001 + \frac{Bk}{p} \text{ log. nat. } \frac{T}{n} \qquad (12)$$

worin $k = 424$ das mechanische Wärmeäquivalent ist, und die beiden empirisch bestimmten Constanten B, n die Werthe haben

$$B = 30{\cdot}456, \; n = 100$$

Diese Formel (12) lässt sich auch in der für die Berechnung von v bequemeren Form schreiben:

$$v = 0{\cdot}001 + \frac{2{\cdot}877}{a} \text{ log. vulg. } \frac{T}{100} \qquad (12)'$$

worin a die in Atmosphären ausgedrückte Spannung bezeichnet.

Für die bei Dampfmaschinen vorkommenden Spannungen lässt Zeuner die Näherungsformel gelten:

$$v = 0{\cdot}001 + \frac{k}{p}\,(32{\cdot}28 + 0{\cdot}0776\,t) \qquad (13)$$

Da jedoch die schöne Arbeit von Zeuner noch keine endgültige Kritik erfahren hat, da ferner die von Zeuner nach Formel (12) berechnete Tabelle für v und $\sigma = \frac{1}{v}$, und in noch beträchtlicherem Grade das Ergebniss der neuesten Versuche von Fairbairn und Tate**) (vide §. 14) von den bisherigen Tabellen zu auffallend abweicht, um ohne anderwärtige Bestätigung sogleich angenommen zu werden, so erscheint es noch nicht als unumgänglich geboten, von der bisherigen Annahme der Gültigkeit des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes für Dämpfe abzugehen, um so mehr, als für den hier gestellten praktischen Zweck der Berechnung der Leistung der Dampfmaschinen und des in selben verbrauchten Dampfquantums, die bisherige, die mathematische Durchführung ungemein vereinfachende Annahme auf jeden Fall genau genug ist.

Dass diese Annahme des Gay-Lussac-Mariotte'schen

*) Wärmetheorie Seite 88 und 90 Formel (99) und (96).

**) Civil-Engineer, Augustheft 1860. p. 230.

Gesetzes für Dämpfe keineswegs eine nur ganz rohe Annäherung sein könne, sondern der Wahrheit sehr nahe kommen müsse, ergibt sich aus folgendem Umstand:

Wenn die Gleichung

$$\sigma = \frac{1}{R} \cdot \frac{p}{T}$$

für atmosphärische Luft, und die Gleichung

$$\sigma' = \frac{1}{R'} \cdot \frac{p}{T}$$

für irgend ein coërcibles Gas für jede Temperatur und Spannung gelten soll, so muss auch der Quotient

$$\frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{R}{R'}$$

für jeden Dampf eine eigenthümliche Constante sein, z. B. für Wasserdampf nach Obigem

$$\frac{\sigma'}{\sigma} = 0{\cdot}6225$$

Es ist aber $\frac{\sigma'}{\sigma}$ nichts Anderes als die relative Dichte des Dampfes im Vergleich zur Dichte der Luft. Diese relative Dichte muss also für jedes Gas, oder jeden Dampf einen eigenthümlichen Werth haben, und wir werden im §. 12 finden, dass sich die relative Dichte einzig und allein aus dem Aequivalentgewichte berechnen lasse, und dass dieser berechnete Werth mit dem bei sehr verschiedenen Dämpfen unter sehr verschiedenen Temperaturen erhaltenen Beobachtungswerth der relativen Dichte sehr gut stimmt, also die Existenz derselben, d. h. die Gültigkeit des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes, nicht so ohne weiteres eine Fabel sein könne.

§. 11.

Die mechanische Bedeutung der Constanten des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes.

Denken wir uns ein Kilogramm Gas in einem Gefäss vom Querschnitte f eingeschlossen, und fragen wir um die „äussere Arbeit“ (§. 5), welche verrichtet werden muss, wenn

dasselbe unter einem beliebigen aber constanten Druck p um 1 Grad Celsius erwärmt wird.

Da das Volumen von 1 Kilogramm $= v$ ist, so wird das Gas (oder der Dampf) in dem Gefäss einen Raum von der Höhe $\frac{v}{f}$ in Anspruch nehmen, wenn die absolute Temperatur $= T$, und einen Raum $\frac{v'}{f}$ wenn die absolute Temperatur $= T' = T + 1$ ist, und es muss nach (4)

$$\frac{v'}{v} = \frac{T+1}{T} \text{ also}$$

$$\frac{v'-v}{v} = \frac{1}{T} \text{ sein.}$$

Die lineare Raumvergrösserung ist also $=$

$$\frac{v'}{f} - \frac{v}{f} = \frac{v'-v}{f} = \frac{v}{f} \cdot \frac{1}{T}$$

Der überwundene Druck auf die Fläche f ist aber fp, folglich die gesuchte äussere Arbeit:

$$fp \cdot \frac{v'-v}{f} = p\,(v'-v) = \frac{p\,v}{T} \tag{14}$$

Die Vergleichung von (14) mit (11) zeigt, dass die Constante R des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes die Bedeutung derjenigen äusseren Arbeit habe, welche ein Kilogramm Gas verrichtet, wenn es unter einem beliebigen constanten Druck p um einen Grad erwärmt wird. („Beitrag" Seite 15.)

Wir sehen also, dass diese äussere Arbeit pr. Kilogramm und pr. 1 Grad unabhängig ist von Spannung und Temperatur, nämlich nach (11) constant $= R = \mathfrak{A}\,\alpha\,v_0$, und dass sie nur allein von der Natur des Gases abhängig ist.

§. 12.

Der Satz über die äussere Arbeit.

Da $\frac{p\,v}{T} = R = \mathfrak{A}\,\alpha\,v_0$ die äussere Arbeit pr. 1 Kilogramm ist, so ist natürlich

$$\frac{p \cdot q v}{T} = R q = \mathfrak{A} \alpha \cdot q v_0 \quad (15)$$

die äussere Arbeit, welche eine Gasmenge von q Kilogramm bei der Erwärmung um 1° Cels. unter constantem Druck verrichtet.

Verstehen wir nun unter q das Aequivalentgewicht des Gases nach der chemischen Volumentheorie Gerhardt's, nach welcher alle Stoffe in Gasform (bei gleicher Spannung und gleicher Temperatur) gleiches Aequivalent-Volumen haben, so ist $q v_0$ nichts Anderes als das Aequivalentvolumen bei der bestimmten Temperatur von 0 Grad Celsius und bei der bestimmten Spannung von einer Atmosphäre und folglich $q v_0$ eine absolute für alle Gase gleich grosse Constante, und zwar ist nach Boedeker*)

$$q v_0 = 22 \cdot 381 \text{ Kub.-Meter} \quad (16)$$

wenn unter der Aequivalentgewichtszahl q Kilogramme verstanden werden, und wenn das Aequivalentgewicht des Wasserstoffs mit $H = 1$, und die Formel des Ammoniaks mit $NH_3 = 17$ zu Grunde gelegt wird, wonach das Wasser nicht mit $HO = 9$, sondern mit $H_2 O_2 = 18$ bezeichnet werden muss, weil eben nicht 9, sondern 18 Gewichtstheile Wasserdampf bei gleicher Spannung und gleicher Temperatur dasselbe Volumen haben, wie 17 Gewichtstheile Ammoniak.

Für Dämpfe, welche bei 0° und 1 Atm. Spannung nicht bestehen können, wie z. B. den Wasserdampf, ergibt sich nach (15) das Aequivalentvolumen bei irgend einer anderen Spannung und Temperatur mittelst

$$(17) \ldots\ldots \quad q v = \frac{T}{p} \cdot \mathfrak{A} q v_0$$

worin statt $q v_0$ ebenfalls der Werth (16) zu substituiren ist.

Nun zeigt sich aber wegen

$$\mathfrak{A} \alpha = 37 \cdot 874 \text{ und}$$
$$q v_0 = 22 \cdot 381$$
$$\mathfrak{A} \alpha \, q v_0 = 847 \cdot 66 = 2 \times 423 \cdot 83,$$

---

*) „Die gesetzmässigen Beziehungen zwischen der Zusammensetzung Dichtigkeit, und der specifischen Wärme der Gase“ von Prof. Dr. C. Boedeker. Göttingen 1857.

d. i. nach (1) offenbar

$$\mathfrak{A}\,\alpha\,q\,v_0 = 2\,k \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18).$$

Substituirt man diesen Werth in (15), so folgt die äussere Arbeit pr. ein Aequivalent:

$$p \cdot \frac{q\,v}{T} = 2\,k \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

d. h. bei der Erwärmung irgend eines Gases unter constantem Druck werden zur Verrichtung der äusseren Arbeit für je ein Gerhardt'sches Aequivalent und für je einen Grad Celsius gerade zwei Wärmeeinheiten benöthiget (nämlich eine Arbeit $= 2\,k$ Kilogramm-Meter), die Temperatur und Spannung mag so gross sein wie immer.

Die aus (19) hervorgehende neue Form des combinirten Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes

$$\frac{p\,v}{T} = \frac{2\,k}{q} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

ist nichts Anderes als der Ausdruck dieses Satzes über die äussere Arbeit.

§. 13.

Die relative Dichte δ.

Man pflegt die Dichte der Gase auf jene der atmosphärischen Luft zu beziehen. Nach Regnault wiegt 1 Kubikmeter atmosphärische Luft bei 0° Cels. und bei 1 Atmosphäre Spannung:

$$\lambda = 1\cdot 2932 \text{ Kilogr.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

d. h. für Luft ist

$$\sigma_0 = \lambda.$$

Die Luft ist also 773 (nicht 770) mal leichter als das Wasser. Wir finden also nach (11) das specifische Volumen der Luft für irgend eine Spannung und Temperatur aus

$$v = \frac{T}{p} \cdot \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Ist nun q das Aequivalentgewicht irgend eines mit der Luft zu vergleichenden Gases oder Dampfes, so ist nach (20)

$$V = q\,v = 2\,k\,.\,\frac{T}{p}$$

das Aequivalentvolumen dieses Gases bei irgend einer zulässigen Spannung p und absoluten Temperatur T.

Das Volumen eines gleichen Gewichtes von q Kil. atmosphärischer Luft, würde aber nach (22)

$$V' = q\,.\,\frac{T}{p}\,.\,\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\lambda} \text{ sein.}$$

Die relative Dichte δ der beiden Gase steht natürlich im verkehrten Verhältniss der Volumen, welche gleiche Gewichte q einnehmen; also ist

$$\delta = \frac{V'}{V} = \frac{q\,.\,\frac{T}{p}\,.\,\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\lambda}}{2\,k\,.\,\frac{T}{p}} = \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{2\,k\,\lambda}\,.\,q.$$

Diese Gleichung würde einfacher aus der (18) erhalten worden sein, indem man gesetzt hätte:

$$v_0 = \frac{1}{\sigma_0} = \frac{1}{\delta\,\lambda} \text{ also}$$

$$\delta = \frac{1}{v_0\lambda} = \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{2\,k\lambda}\,.\,q \quad \ldots\ldots\ldots \quad (23)$$

wie oben. Da aber bei dem Wasserdampf und anderen Dämpfen der Zustand $t = 0^0$ und $p = \mathfrak{A}$ nicht existirt, so ist obige Ableitung verständlicher.

Setzen wir in (23)

$$\mathfrak{A} = 10334, \quad \alpha = 0\cdot003665$$
$$k = 423\cdot54, \quad \lambda = 1\cdot2932,$$

so ergibt sich $\delta = 0\cdot0346\,q$ . . . . (24)

Wie gut diese ihrem Wesen nach längst bekannte Beziehung der relativen Dichte zum Aequivalentgewicht die Beobachtungsresultate darstellt, mögen folgende Beispiele von wichtigeren Dämpfen zeigen:

Name der Gasart	Formel	q	Relative Dichte δ	
			berechnet	beobachtet
Wasserdampf	$H_2\ O_2$	18	0·623	0·622
Chlorwasserstoff	$H\ Cl$	36·5	1·263	1·247
Schwefelwasserstoff	$H_2\ S_2$	34	1·176	1·191
Ammoniumsulphhydrat	$\frac{1}{2}(N\,H_5 S_2)$	25·5	0·882	0·884
Ammoniak	$N\ H_3$	17	0·588	0·590
Cyanwasserstoff	$H\ N\ C_2$	27	0·934	0·947
Schweflige Säure	$S_2\ O_4$	64	2·214	2·247
Kohlensäure	$C_2\ O_4$	44	1·522	1·529
Alkohol	$C_4\ H_6\ O_2$	46	1·592	1·589
Aether	$C_8\ H_{10}\ O_2$	74	2·560	2·586
Terpentinöl	$C_{20}\ H_{16}$	136	4·706	4·76

Auch die Dämpfe einfacher Stoffe entsprechen der (24), sobald man ihre Formeln im Sinne der Volumtheorie schreibt, z. B.

Schwefeldampf	S_{12}	192	6·643	6·654
Chlordampf	Cl_2	71	2·457	2·440
Ioddampf	I_2	252·8	8·746	8·716
Bromdampf	Br_2	160	5·536	5·465
Phosphordampf	P_4	124	4·290	4·326
Arsendampf	As_4	300	10·38	10·37
Quecksilberdampf	Hg_2	200	6·92	7·03

Wenn man berücksichtiget, dass die Beobachtungen schwierig sind, die Differenzen gegen die Formel (24) nach beiden Seiten fallen, und die Beobachtungen gewiss bei sehr verschiedenen Temperaturen gemacht sein mussten, so drängt sich wohl die Ueberzeugung auf, dass das Gay-Lussac-Mariotte'sche Gesetz (20), aus welchem die (23) und (24) hervorging, auch für Dämpfe sehr nahezu richtig sein werde.

Wir können aber nun die Gleichung (23) auch verwenden, um aus ihr das mechanische Wärmeäquivalent k zu bestimmen, mit Hilfe der genauer bestimmten Dichten der permanenten Gase.

Wir finden

$$(25) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad k = \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{2\,\lambda} \cdot \frac{q}{\delta} = 14{\cdot}644 \cdot \frac{q}{\delta} \text{ und damit:}$$

Name der Gasart	Formel	q	Beobachtetes δ	Berechnetes k
Sauerstoffgas	O_4	32	1·10563	423·84
Stickstoff	N_2	28	0·9713	422·15
Wasserstoff	H_2	2	0·0692	423·24
Kohlenoxyd	$C_2\,O_2$	28	0·9678	423·68
Stickoxyd	$N\,O_2$	30	1·0386	423·00
Stickoxydul	$N_2\,O_2$	44	1·527	421·90
			Mittel	422·97

Da jedoch die Sauerstoffbestimmung einen höheren Grad von Genauigkeit besitzt, als die übrigen, so haben wir keine Veranlassung, den Joule'schen Werth $k = 423 \cdot 54$ herab zu setzen.

Die hier vorgenommene Bestimmung von k wird übrigens erst dann einen inneren Werth bekommen, wenn der Satz über die äussere Arbeit, d. i. die Gleichung (19), aus der die (25) hervorgegangen ist, ein theoretisch nachgewiesener Satz geworden sein wird, nicht ein empirischer, wie er es vorläufig noch ist.

§. 14.

Specialisirungen für Luft und Wasserdampf.

Setzt man in (10) $\sigma_0 = \lambda = 1 \cdot 2932$ so folgt für atmosphärische Luft:

$$\left.\begin{aligned} \frac{p}{\sigma} &= p\,v = 29 \cdot 287\ T \\ &= 7991\ (1 + \alpha\,t) \\ \sigma &= \frac{1}{v} = \frac{p}{7991\ (1 + \alpha\,t)} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Zur Bestimmung der Constanten für Wasserdampf verwenden wir die neue Form (20), indem wir $q = 18$ setzen, entsprechend der Formel $H_2\,O_2$. Es folgt also für Wasserdampf, und zwar sowohl für gesättigten, wie für überhitzten

$$\left.\begin{aligned} \frac{p\,v}{T} &= \frac{k}{g} = \frac{423.54}{g} = 47\cdot06 \\ \sigma &= \frac{1}{v} = \frac{1}{47\cdot06}\,\frac{p}{T} = 0\cdot02125\,\frac{p}{T} \\ &= \frac{1}{12840}\cdot\frac{p}{1+\alpha t} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (27)$$

Ist h die in Millimetern ausgedrückte Höhe der Quecksilbersäule, durch welche die Spannung p gemessen wird, also

$$p = \frac{\mathfrak{A}}{760}\,h = \frac{10334}{760}\,h$$

so folgt auch

$$\sigma = 0\cdot001059\,\frac{h}{1+\alpha t} = \frac{1}{944\cdot3}\left(\frac{h}{1+\alpha t}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

Die erwähnte Eisenlohr'sche Tabelle für gesättigten Wasserdampf ist auf Grundlage des älteren Zahlenwerthes für λ (1·299 statt 1·2932) nach der Formel

$$\sigma = \frac{1}{940}\left(\frac{h}{1+\alpha t}\right)$$

berechnet.

Wird endlich die Spannung p in Atmosphären ausgedrückt und

$$p = 10334\,a$$

gesetzt, so folgt aus (27)

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= 0\cdot80481\,\frac{a}{1+\alpha t} \\ v &= 1\cdot2425\,.\,\frac{1+\alpha t}{a} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

und die Dampfdichte für Wasser $= 1$

$$D = \frac{\sigma}{1000} = \frac{1}{1242\cdot5}\left(\frac{a}{1+\alpha t}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

α ist in allen diesen Formeln nach (6) $= 0\cdot003665$ zu setzen.

Für $t = 100^0$ und $h = 760^{mm}$ folgt aus (28)

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= 0\cdot5890 \\ v &= \frac{1}{\sigma} = 1\cdot698 \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

Regnault's Beobachtungen ergaben das specifische Gewicht des Wasserdampfes bei $100^0 = 0\cdot622$ des specifischen Gewichtes der Luft bei gleicher Spannung und Temperatur, mithin

$$\sigma = 0 \cdot 622 \, . \, \frac{1 \cdot 2932}{1 \cdot 3665} = 0 \cdot 5886$$

also $v = \frac{1}{\sigma} = 1 \cdot 6989.$

Zeuner's Berechnung nach Formel (12) gibt hingegen

$$v = 1 \cdot 6459, \quad \sigma = 0 \cdot 6075.$$

Für die **Zeuner'schen** Resultate sprechen die im §. 10 erwähnten neuesten Beobachtungen von **Fairbairn** und **Tate**, deren Resultate in nachfolgender Tabelle zusammengestellt sind:

Beobachtungstemperatur	Zugehörige Spannung nach Regnault		Specifisches Volumen v nach			
			Fairbairn's		Zeuner's Formel (12)	Formel (29)
t^0 Cels.	in engl. Zollen*) Quecksilb.	a in Atmosphären	Versuch	Formel		
58·21	5·35	0·1788	8·266	8·183	8·367	8·432
68·52	8·62	0·288	5·326	5·326	5·326	5·396
70·76	9·45	0·316	4·914	4·900	4·884	4·955
77·18	12·47	0·417	3·717	3·766	3·757	3·825
77·49	12·61	0·421	3·710	3·740	3·718	3·786
79·40	13·62	0·455	3·433	3·478	3·457	3·524
83·50	16·01	0·535	3·046	2·985	2·968	3·031
86·83	18·36	0·614	2·620	2·620	2·608	2·669
92·39	22·88	0·765	2·146	2·124	2·118	2·175
117·17	53·61	1·792	0·941	0·937	0·950	0·991
118·23	55·52	1·856	0·906	0·906	0·919	0·960
118·46	55·89	1·868	0·891	0·900	0·914	0·954
124·17	66·84	2·234	0·758	0·758	0·772	0·809
128·41	76·20	2·547	0·648	0·669	0·683	0·718
130·67	81·53	2·725	0·634	0·628	0·641	0·673
131·78	84.20	2·814	0·604	0·608	0·622	0·655
134·87	92·23	3·082	0·583	0·562	0·571	0·602
137·46	99·60	3·329	0·514	0·519	0·531	0·561
139·21	104·54	3·494	0·496	0·496	0·507	0·537
141·81	112·78	3·769	0·457	0·461	0·473	0·501
142·36	114·25	3·818	0·448	0·456	0·467	0·495
144·74	122·25	4·086	0·432	0·428	0·438	0·465

*) 1 Zoll englisch Quecksilbersäule = 0·033421 Atmosphären oder 1 Atmosphäre = 29·921 Zoll = 14·6974 englische Pfund pro Quadratzoll.

Fairbairn zieht aus seinen Ergebnissen die Formel:

$$v = 0{\cdot}02562 + \frac{1{\cdot}65477}{a + 0{\cdot}02406}.$$

Aus derselben folgt für $a = 1$

$$v = 1{\cdot}6415,$$

also sehr erheblich verschieden von Regnault's Resultat:

$$v = 1{\cdot}6989.$$

Da nun, nach einer Bemerkung von Clausius, sich an den Wänden des Ballons immer etwas Dampf niederschlägt, also das Volumen des Dampfes etwas geringer erscheint, als es wirklich ist, so sind weitere möglichst genaue Versuche, besonders auch bei 100° C. unerlässlich, ehe eine definitive Ansicht gefasst werden kann. Zeigt sich schliesslich Zeuner's Theorie und empirische Formel (12) als richtig, so kann die Gleichung (23) nicht allgemein, sondern nur bei einem bestimmten, näher zu ergründenden Zustand des Gases richtig sein.

§. 15.

Die Verschiebungsarbeit ist bei Gasen gleich Null.

Würden wir einen genauen Beobachtungswerth der rationellen Wärmecapacität des Wasserdampfes [Gleichung (41)] besitzen, so brauchten wir uns für unsern Zweck weiter in keine Theorie einzulassen. Die Experimentalphysik lässt uns aber über jenen für die Theorie der Dampfmaschinen unumgänglich nöthigen Werth gänzlich in Unwissenheit, und wir sehen uns daher genöthigt, denselben durch Verfolgung der aufgestellten Hypothese über das Wesen der Wärme zu erobern, zu welchem Behufe wir zunächst auf die im §. 5 aufgeführte „Verschiebungsarbeit“ zurückblicken.

Aus der Krönig-Clausius'schen Hypothese folgt sofort der Satz: Bei dem Eintritt einer unter dem Einfluss einer äusseren Kraft, oder unter dem Einfluss der Wärme bewirkten Volumsveränderung eines Gases, wird durch die Aenderung der mittleren Entfernung der Gasmolecüle weder Arbeit producirt noch consumirt, — die Verschiebungsarbeit ist gleich Null.

Dieser merkwürdige, gänzlich der neuen Wärmetheorie angehörige Satz, erhielt seine erste Stütze durch ein Experiment von Joule. Derselbe liess nämlich comprimirte Luft in ein Vacuum strömen, wobei also keine äussere Arbeit verrichtet wurde, und fand, dass die Luft zwar erkaltete, jedoch nur so lange erkältet blieb, als Bewegung in derselben stattfand; hingegen alsbald ihre frühere Temperatur annahm, sobald sie die auf Kosten von Wärme erlangte lebendige Kraft wieder durch Wirbelbildung abgab und zur Ruhe gelangte. Das dem Gewicht nach gleiche Luftquantum besitzt also dieselbe Wärmemenge bei verschiedenem Volum, und eine Volumsänderung ohne Arbeitsverrichtung hat keine Wärmeänderung zur Folge, also keine Aenderung der inneren lebendigen Kraft. Die Aenderung der lebendigen Kraft ist aber gleich der der Volumsänderung entsprechenden Arbeit, welche aus der Verschiebung der Molecüle in grössere mittlere Distanz entspringt, folglich ist diese Verschiebungsarbeit gleich Null.

Grössere Beweiskraft, als dieser jedenfalls subtile Versuch, hat der Umstand, dass die aus dem Satz gezogenen Folgerungen sich bisher sämmtlich als stichhaltig erwiesen. Ich rechne hieher das Person'sche Gesetz, Gleichung (34), das Poisson'sche Gesetz, Gleichung (68), das neue Weisbach'sche Ausflussgesetz*) und die hier entwickelte Fundamentalgleichung (75) meiner Theorie der Dampfmaschinen.

Steht aber der Satz für alle permanenten und coërciblen Gase, so muss der Joule'sche Versuch auch mit Wasserdampf gelingen. Lässt man also gesättigten nicht mit Wasser in Berührung stehenden Wasserdampf in ein Vacuum strömen, so muss man, wenn von aussen weder Wärme zu- noch abgeführt wird, nach Wiederherstellung der Ruhe Dampf von gleicher Temperatur aber grösserem Volumen und geringerer Expansivkraft, folglich überhitzten Dampf erhalten. Es ist kaum ein Zweifel, dass sich dieser Ausspruch bestätigen werde**), da er in einem innigen Zusammenhang mit der Thatsache steht, dass sich der aus dem Ventil eines Dampfkessels entweichende Dampf

*) Weisbach's Ingenieur-Mechanik, 3. Auflage. I. S. 819.

**) Prof. Zeuner stimmt demselben bei, in Pogg. Ann. 110. Bd., 1860.

trotz der Anwesenheit des Wassers im Kessel in überhitztem Zustand befindet, also um so trockener und für die Berührung mit der Hand um so gefahrloser ist, je höher die Kesselspannung ist.

Es hat nämlich der durch ein Kesselventil ausströmende Dampf, auf seinem Weg durch einen sich allmälig vergrössernden cylindrischen Querschnitt, Gelegenheit, einen Theil der bereits erlangten Geschwindigkeit wieder abzugeben und in Wärme umzusetzen, und das Phänomen wird desto deutlicher sein; je grösser der Unterschied zwischen Ober- und Unterfläche das Ventil, also in der Regel, je kleiner das Ventil ist.

§. 16.

Die Beziehung zwischen den beiden Wärmecapacitäten.

Die Erwärmung eines Gases kann unter verschiedenen Umständen geschehen. Man kann z. B. 1 Kilogramm Gas in einem Cylinder von 1 Quadr.-Meter Querschnitt eingeschlossen und durch einen reibungslos gedachten mit p Kilogramm Druck wirkenden Kolben begrenzt denken, und kann nun Wärme von aussen zuführen, während man die Spannung p nach irgend einem Gesetz $p = f(t)$ stetig ändert. In diesem Fall wird man nicht immer die gleiche Wärmemenge benöthigen, um das Kilogramm Gas z. B. um 20° Cels. zu erwärmen, sondern es wird diese Wärmemenge abhängig sein, von dem Gesetz $p = f(t)$ nämlich von der Aenderung der Spannung. Findet aber während der Erwärmung keine Aenderung der Spannung statt, erfolgt dieselbe bei constantem Druck, so braucht man erfahrungsmässig immer die gleiche Wärmemenge pro 1 Kilogramm und pro 1 Grad Cels., die Spannung und Temperatur mag sein welche immer; und zwar ist diese Erfahrung durch Regnault constatirt und ausser allem Zweifel gesetzt worden. Der Grund dieser Unabhängigkeit der Wärmemenge von dem Betrag der constanten Spannung ist nach dem Geiste der mechanischen Wärmetheorie darin zu suchen, dass die äussere Arbeit pro 1 Kilogramm und pro 1 Grad constant, von Spannnug und

Temperatur unabhängig ist; sie ist ja nach §. 11 gleich der Constanten des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes, nämlich nach (14), (11) und (20)

$$\frac{p\,v}{T} = R = \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\sigma_0} = \frac{2\,k}{q}.$$

Die zur Verrichtung der äusseren Arbeit benöthigte Anzahl Wärmeeinheiten*) beträgt also pro 1 Kil. und 1 Grad

$$\frac{R}{k} = \frac{1}{k}\,\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\sigma_0} = \frac{2}{q} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (32)$$

und da die Verschiebungsarbeit, welche der Volumsänderung des Gases entspricht, auch von Spannung und Temperatur unabhängig, nämlich constant gleich Null ist, so lehrt uns jenes Erfahrungsgesetz, dass auch die eigentliche Erwärmungsarbeit (§. 5) und somit auch die zur Erwärmung, d. i. zur Erhöhung der inneren lebendigen Kraft allein benöthigte Wärmemenge unabhängig sei von Spannung und Temperatur, und nur allein dem Temperaturszuwachs proportional sei. Man nennt in der mechanischen Wärmetheorie die zur Erwärmung allein, ohne Arbeitsverrichtung, genauer gesprochen die bloss zur Erhöhung der inneren lebendigen Kraft erforderliche Wärmemenge pro 1 Kilogramm und pro 1 Grad die rationelle Wärmecapacität, und wir bezeichnen sie nach Redtenbacher mit $\mathfrak{C}$; hingegen führt jene Wärmemenge, welche 1 Kilogramm Gas benöthiget, um unter constantem Druck um 1 Grad erhitzt zu werden, den Namen „specifische Wärme“ oder „Wärmecapacität bei constantem Druck“, und wir bezeichnen sie mit $\mathfrak{C}'$.**)

Nothwendig ist nach dieser Definition $\mathfrak{C}' > \mathfrak{C}$, und zwar ist in Folge des Umstandes, dass die Verschiebungsarbeit $= 0$ ist, nothwendig

---

*) Eine Wärmeeinheit gleich der Wärmemenge, durch welche 1 Kilogramm Wasser von 0^0 um 1 Grad Cels. erwärmt wird.

**) Zeuner schreibt c statt $\mathfrak{C}'$ und c_1 statt $\mathfrak{C}$. Ich folge jedoch der Bezeichnung in Redtenbacher's Dynamiden-System, um den Buchstaben c für Geschwindigkeiten vorzubehalten, da v für Volumen benöthigt wird.

$$\mathfrak{C}' = \mathfrak{C} + \frac{R}{k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

nämlich $\mathfrak{C}'$ um die zur äusseren Arbeit erforderliche Wärmemenge $\frac{R}{k}$ grösser als $\mathfrak{C}$.

Nimmt man nun ein anderes Mal die Erwärmung nicht unter constantem Druck, sondern unter constantem Volumen vor, so wird bei dieser Erwärmung keine äussere Arbeit verrichtet (nämlich kein Druck durch einen gewissen Weg überwunden), man wird also nicht mehr Wärme benöthigen, als $\mathfrak{C}$ Wärmeeinheiten pro Kil. und pro Grad, d. h. die Wärmecapacität bei constantem Volumen ist gleich der rationellen Wärmecapacität $\mathfrak{C}$.

Man darf aber nie vergessen, dass die aufgestellte Bedeutung von $\mathfrak{C}$ nichts mit dem constanten Volumen zu thun hat, und $\mathfrak{C}$ die für die Erwärmungsarbeit benöthigte Wärmemenge bedeutet, gleichviel ob sich das Volum ändert oder nicht. Die Wärmecapacität bei constantem Volumen ist nicht die Bedeutung von $\mathfrak{C}$, sie ist nur numerisch gleich $\mathfrak{C}$.

Führt man in (33) statt $\frac{R}{k}$ seine Werthe (32) ein, so ergeben sich die 2 Resultate:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{C}' &= \mathfrak{C} + \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{k\,\sigma_0} \\ k &= \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\sigma_0\,(\mathfrak{C}' - \mathfrak{C})} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

und

$$\mathfrak{C}' = \mathfrak{C} + \frac{2}{q}$$

$$\left.\begin{aligned} q\,(\mathfrak{C}' - \mathfrak{C}) &= 2 \\ \mathfrak{C} &= \mathfrak{C}' - \frac{2}{q} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

Die Gleichung (34) für k ist von Person aufgestellt und zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes benutzt worden. Man hat nämlich für die atmosphärische Luft beobachtet

$$\mathfrak{C}' = 0{\cdot}2377 \quad \text{und}$$

$$\frac{\mathfrak{C}'}{\mathfrak{C}} = 1{\cdot}41, \text{ folglich } \mathfrak{C} = 0{\cdot}1686,$$

ferner ist $\mathfrak{A}\,\alpha = 37{\cdot}874$

$$\sigma_0 = \lambda = 1{\cdot}2932$$

und hiermit folgt

$$k = 423{\cdot}83 \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (36)$$

sehr gut mit dem Beobachtungswerth (1) übereinstimmend.

Die von mir im „Beitrag" aufgestellte Gleichung (35) aber ist nichts Anderes als der Ausdruck des Satzes über die äussere Arbeit, denn $q\,\mathfrak{C}'$ ist die gesammte pro ein Aequivalent und 1^0 erforderliche Wärmemenge, $q\,\mathfrak{C}$ ist die nur allein zur Erwärmung erforderliche Wärmemenge, also consumirt die äussere Arbeit pro 1 Aequivalent und 1 Grad gerade 2 Wärmeeinheiten.

Diese Gleichung (35) ist es nun, die wir benöthiget haben, um die rationelle Wärmecapacität des Wasserdampfes ausfindig zu machen. Für diesen ist nämlich $q = 18$ also

$$\mathfrak{C} = \mathfrak{C}' - \frac{1}{9} = \mathfrak{C}' - 0{\cdot}111 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (37)$$

Es handelt sich also jetzt um den wahren Werth der specifischen Wärme $\mathfrak{C}'$ des Wasserdampfes.

§. 17.

Die specifische Wärme des Wasserdampfes.

Die Lehrbücher der Physik enthielten bisher nur den von De la Roche und Bérard gefundenen Werth der specifischen Wärme des Wasserdampfes, oder der Wärmecapacität bei constantem Druck

$$\mathfrak{C}' = 0{\cdot}847.$$

Regnault's neuere Beobachtungen ergaben aber den ungemein abweichenden Werth

$$\mathfrak{C}' = 0{\cdot}475.$$

Die theoretischen Untersuchungen von Zeuner („Wärmetheorie" Seite 173) ergaben

$$\mathfrak{C}' = 0{\cdot}3462,$$

und jene von Rankine sogar nur

$$\mathfrak{C}' = 0{\cdot}305.$$

Der Werth dieser so wichtigen Zahl ist also keineswegs noch festgestellt, und ich habe ihn daher in dem „Beitrag"

Seite 11 auf Grundlage eines von Boedeker aufgefundenen empirischen Gesetzes in anderer Weise zu bestimmen gesucht und mit

$$\mathfrak{C}' = 0{\cdot}382,$$

also zwischen Regnault's Beobachtung und Zeuner's theoretischem Werth liegend gefunden.

Man gelangt zu diesem Werth auf folgende Art:

Regnault hat zuerst bemerkt, dass das Product aus der specifischen Wärme $\mathfrak{C}'$ bei constantem Druck mit der Dichte δ für Luft = 1, also das Product $\mathfrak{C}'\,\delta$, welches er die relative Wärme nannte, für viele Gase constant sei. Es gibt dieses Product Verhältnisszahlen an für die Wärmemengen, welche gleiche Volumen verschiedener Gase bei der Erhitzung unter constantem Druck benöthigen: Regnault fand z. B. für:

Atmosphärische Luft $\mathfrak{C}'\,\delta$ =	0·2377
Wasserstoff	0·2356
Sauerstoff	0·2412
Stickstoff	0·2370
Chlorwasserstoff	0·2302
Kohlenoxyd	0·2399
Stickoxyd	0·2406
Im Durchschnitt .	0·23746

Bei anderen Gasen weicht aber dieses Product von der für atmosphärische Luft gefundenen und verlässlichsten Zahl 0·2377 bedeutend und in einer von ihm nicht erkannten Weise ab. Boedeker*) hat diese Abweichung aufgeklärt und durch Vergleichung der Regnault'schen Beobachtungen gefunden, dass, nach unserer Bezeichnungsweise ausgedrückt, die einfache Relation besteht:

$$\frac{\mathfrak{C}'\,\delta}{0{\cdot}2377} = \frac{s}{4}, \qquad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (38)$$

d. h., dass die relative Wärme irgend eines zusammengesetzten Gases, jene der atmosphärischen Luft oder des Wasserstoffs = 1 gesetzt, gleich sei dem vierten Theil der Zahl s, welche sich

*) Vide die §. 12 angezogene Brochüre.

unmittelbar aus dem Anblick der chemischen Formel mittelst folgender Regel ergibt:

Man schreibt bei zusammengesetzten Gasen die Formel nach der Volumentheorie und addirt die Anzahl der in dieser Formel erscheinenden Aequivalente, jedoch unter folgenden Modificationen: Jedes Aequivalent

$$H = 1, \quad O = 8, \quad C = 6, \quad S = 16,$$
$$Si = 14{\cdot}2, \quad Ti = 25, \quad Sn = 58,$$

wird einfach mitgezählt, jedes Aequivalent

$N = 14$, $P = 31$, $As = 75$ und $Sb = 120{\cdot}3$ doppelt, jedes Aequivalent

$Cl = 35{\cdot}5$, $Br = 80$, $J = 127$ und $Fl = 19$ dreifach, endlich jedes Aequivalent $Cy = C_2\,N$ gemäss seiner Bestandtheile vierfach in die Summe einbezogen.

Für alle einfachen Gase ist, so weit Versuche vorliegen, $\frac{s}{4} = 1$ zu setzen, unbekümmert um die Formel, die man dem einfachen Gas beilegen muss, um sein Aequivalentgewicht in Uebereinstimmung mit der Volumtheorie zu bringen.

Die Boedeker'sche Relation (38) lässt sich nun von der Beobachtungszahl δ befreien, indem man nach (24)

$$\delta = 0{\cdot}0346\, q$$

substituirt. Damit folgt:

$$q\,\mathfrak{C}' = \frac{0{\cdot}2377}{0{\cdot}1384}\, s = 1{\cdot}72\, s \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (39)$$

In dieser Form ist auch die Bedeutung der Boedeker'schen Regel klar. Sie kann nämlich so aufgefasst werden:

Die Wärmecapacität $q\,\mathfrak{C}'$ eines Molecüles besteht aus der Summe der Wärmecapacitäten der einzelnen Aequivalente, und es ist diese Aequivalentcapacität für die Elemente H, O, C, S, Si etc. $= 1{\cdot}72$, für die Elemente N, P, As und Sb $= 2 \times 1{\cdot}72 = 3{\cdot}44$, und für die Elemente Cl, Br, J und F $= 3 \times 1{\cdot}72 = 5{\cdot}16$ Wärmeeinheiten bei der Erwärmung des Aequivalentgewichtes um 1° Cels. unter constantem Druck.

Es ist diess Gesetz (39) jedoch nur ein empirisches, und ich habe im „Beitrag" Seite 11 gezeigt, dass es durch ein anderes empirisches Gesetz ersetzt werden könne;

$$q\,\mathfrak{C}' = 5 + \frac{15}{8}\,z \quad \ldots\ldots \quad (40)$$

$$\text{worin} \left\{ \begin{array}{l} z = s - 3 \text{ wenn } s < 7 \\ z = s - 4 \text{ wenn } s > 7 \end{array} \right\} \text{ ist.}$$

Dieser Regel kommt nach „Beitrag“ Seite 66 folgende Bedeutung zu: Zur Erwärmung von einem Aequivalent (q Kilogramm) irgend eines Gases unter constantem Druck um 1^0 C. benöthiget man im Sinne der im §. 5 angedeuteten Clausius-schen Theorie:

1. Zur Erhöhung der lebendigen Kraft der fortschreitenden Bewegung der Molecüle zufolge Gleichung (8) . . . 3 Wärmeeinh.
2. Zur Erhöhung der lebendigen Kraft der vibrirenden Bewegung der Atome . . $\frac{15}{8}\,z$ „

Zusammen auf Erwärmungsarbeit pro 1 Aequivalent und 1. Grad . . . . $q\,\mathfrak{C} = 3 + \frac{15}{8}\,z$ „

3. Zur Verrichtung der Verschiebungsarbeit nach §. 15 —

Zusammen zur Verrichtung der inneren Arbeit . . . $q\,\mathfrak{C} = 3 + \frac{15}{8}\,z$ „

4. Zur Verrichtung der äussern Arbeit nach Gleichung (19) $2 = 2$ „

Summe $q\,\mathfrak{C}' = q\,\mathfrak{C} + 2 = 5 + \frac{15}{8}\,z$ „

Hier können wir aber von der Auffassung der empirischen Formeln (39) oder (40) absehen, es handelt sich nur darum, in wie weit sie den von Regnault gemachten Beobachtungen von $\mathfrak{C}'$ entsprechen. Wir heben zu diesem Behufe von den im „Beitrag“ angeführten 34 Beobachtungsresultaten nur jene über die wichtigeren zusammengesetzten Gase hervor.

Name der Gasart, geordnet nach *s*	Formel	*q*	*s*	*z*	Werth von $\mathfrak{C}'$		
					Nach (39)	Nach (40)	Nach Regnault
Wasserdampf	$H_2\ O_2$	18	4	1	0·382	0·382	0·475
Schwefelwasserstoff	$H_2\ S_2$	34	4	1	0·202	0·202	0·242
Chlorwasserstoff	$H\ Cl$	36·5	4	1	0·189	0·188	0·185
Kohlenoxyd	$C_2\ O_2$	28	4	1	0·246	0·246	0·248
Stickoxyd	$N\ O_2$	30	4	1	0·229	0·229	0·231
Ammoniak	$N\ H_3$	17	5	2	0·506	0·515	0·508
Stickoxydul	$N_2\ O_2$	44	6	3	0·235	0·241	0·224
Schweflige Säure	$S_2\ O_4$	64	6	3	0·161	0·166	0·155
Kohlensäure	$C_2\ O_4$	44	6	3	0·235	0·241	0·216
Oelbildendes Gas	$C_4\ H_4$	28	8	4	0·491	0·446	0·369
Alkohol	$C_4\ H_6\ O_2$	46	12	8	0·449	0·435	0·451
Aether	$C_8 H_{10} O_2$	74	20	16	0·465	0·473	0·481
Terpentinöl	$C_{20}\ H_{16}$	136	36	32	0·455	0·478	0·506

Im Ganzen genommen zeigt sich eine befriedigende Uebereinstimmung der Beobachtungswerthe mit jeder der beiden empirischen Formeln, und es ist beinahe nur allein der Wasserdampf, bei dem gerade eine beträchtliche Abweichung stattfindet. Wir nehmen aus diesem Grunde keinen Anstand, dem berechneten Werth 0·382 grösseres Vertrauen zu schenken als dem beobachteten 0·475 und haben somit für den Wasserdampf mit Rücksicht auf (37):

Die Wärmecapacität bei constantem Druck . . . . $\mathfrak{C}' = 0{\cdot}382$,
die Wärmecapacität bei constantem Volumen oder die rationelle Wärmecapacität . . . . $\mathfrak{C} = 0{\cdot}271$,
und $\frac{\mathfrak{C}'}{\mathfrak{C}} = 1{\cdot}41$ wie bei Luft. (41)

Zeuner's Berechnung (Wärmetheorie S. 173) gibt

$$\mathfrak{C}' = 0{\cdot}3462$$
$$\mathfrak{C} = 0{\cdot}2342$$
$$\frac{\mathfrak{C}'}{\mathfrak{C}} = 1{\cdot}47$$

mit der Bemerkung, dass diese Zahlen auf Grund ihrer Ableitung zunächst nur für Temperaturen in der Nähe von 0^0 als richtig ausgegeben werden können.

§. 18.*)

Die Regnault'sche Formel und ihre Modificationen.

Regnault hat ausgedehnte Untersuchungen vorgenommen zur Ermittelung der Gesammtwärme Q, welche erforderlich ist, um aus 1 Kilogramm Wasser von 0^0, unter constantem äussern Druck ein Kilogramm Dampf von t^0 zu erzeugen, und hat seine Resultate**) in folgende empirische Formel gebracht:

$$Q = 606{\cdot}5 + 0{\cdot}305\, t \qquad \qquad (42)$$

So folgt z. B. für $t = 100^0$ die Gesammtwärme $Q = 637$ Wärmeeinheiten. Sie ist also abhängig von t und nicht wie Watt glaubte constant = 650 Wärmeeinheiten. Die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um aus 1 Kilogr. Wasser von 0^0 1 Kilogr. Wasser von der Siedetemperatur t bei der Spannung p zu erhalten, beträgt nach Regnault:

$$W = t + 0{\cdot}00002\, t^2 + 0{\cdot}0^6\, 3\, t^3 \qquad \qquad (43)$$

z. B. für $t = 100$, $W = 100{\cdot}5$, folglich ist die zur Umwandlung in die Dampfform erforderliche sogenannte latente Wärme, für welche Clausius den Ausdruck „Verdampfungswärme" anwendet,

$$r = Q - W \qquad \qquad (44)$$

wofür Clausius den Näherungsausdruck gibt:

$$r = 607 - 0{\cdot}708\, t \qquad \qquad (45)$$

---

*) Dieser Paragraph ist nur zur Vervollständigung der Kenntniss des Wasserdampfes aufgenommen, wird aber in der hier vorgeführten Theorie der Dampfmaschinen nicht benutzt.

**) Pogg. Ann. 78. B. Ueber die latente Wärme des Wasserdampfes.

welcher den Werth von r in Vergleich zu den nach Regnault's Formeln berechnetem Werth für $t = 0$ nur um 0·5 Wärmeeinheiten zu gross, für $t = 100^0$ um 0·3 zu klein, und erst für $t = 200$ um 1·1 Wärmeeinheiten zu gross gibt. Der für $t = 100^0$ folgende Werth

$$r = 536{\cdot}2$$

stimmt aber vollkommen mit dem Werth, den die Regnault'schen Versuche direct ergeben haben. Die Bedeutung dieser Verdampfungswärme, die man früher in ganz unklarer Vorstellung als gebunden vorhanden dachte, erhellt aber aus Folgendem:

Bezeichnet:

l die gesammte innere lebendige Kraft in einem Kilogramm Wasser von t^0, nämlich die Summe der lebendigen Kraft der Molecüle und der lebendigen Kraft der Atome vermöge ihrer Vibrirung um die Gleichgewichtslage im Molecül,

L die gesammte innere lebendige Kraft in einem Kilogramm Dampf von t^0,

S die Verschiebungsarbeit, welche erforderlich ist, um die Molecüle aus der mittleren Entfernung, welche sie in der tropfbar flüssigen Form des Körpers haben, in die mittlere Entfermung zu bringen, welche sie in der Dampfform des Körpers besitzen, also die Arbeit, welche zum Auseinanderreissen der Wassertheilchen, zur Ueberwindung der Cohäsionskraft erforderlich ist,

X die äussere Arbeit, welche erforderlich ist, um bei der Vergrösserung des Volumens den äusseren Druck p zu überwinden, so ist r äquivalent mit

$$L - l + S + X$$

d. h. es ist mit Beziehung auf (1) und (2)

$$\left.\begin{array}{l} k\,r = L - l + S + X \text{ oder} \\ r = A\,(L - l + S + X) \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (46)$$

Ist ferner

v das Volumen von 1 Kil. Dampf bei der Spannung p und der Temperatur t,

w das Volumen von 1 Kil. Wasser bei gleicher Spannung und Temperatur, also sehr nahe w constant $= 0{\cdot}001$ Kub.-Met.,

$u = v - w$ die Volumsvergrösserung bei der Dampfbildung, so ist die äussere Arbeit X analog dem entwickelten Ausdruck (14)

$$X = p\,u$$

somit nach (46)

$$r = A\,(L - l + S) + A\,p\,u \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

Zieht man hiervon den auf äussere Arbeit verwandten Betrag $A\,p\,u$ ab, so bleibt der bei der Dampfbildung auf innere Arbeit verwandte Antheil

$$\varrho = A\,(L - l + S) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48)$$

welchen Zeuner die innere latente Wärme nennt. Dieselbe ist demnach die Summe von der auf die Erwärmungsarbeit $= L - l$ und auf die Verschiebungsarbeit $= S$ angewandten Wärmemenge, und die gesammte latente Wärme r ist noch um die auf äussere Arbeit $A\,p\,u$ verwendete Wärmemenge grösser:

$$r = \varrho + A\,p\,u \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (49)$$

In ähnlicher Weise ist auch die Wärmemenge W, die man zur Erwärmung von 1 Kil. Wasser von 0 auf t^0 braucht, eine Summe von 3 Wärmemengen, welche verwendet werden

1. auf die verschwindend kleine äussere Arbeit, welche aus der Volumsvergrösserung unter dem Druck p resultirt,
2. auf die Verschiebungsarbeit, die trotz der geringen Volumsveränderung sehr bedeutend sein kann, wenn die zwischen 2 Molecülen bestehende Anziehungskraft bei der Vergrösserung ihres Abstandes viel weniger rasch abnimmt, als die zwischen ihren Aetheratmosphären bestehende Abstossungskraft, und
3. auf die Erwärmungsarbeit, welche zur Erhöhung der lebendigen Kraft der Molecüle und ihrer Atome erforderlich ist.

Nur die erstere, zu vernachlässigende äussere Arbeit, ist natürlich in dem erwärmten Wasser auf keine Weise ersichtlich; die letzteren beiden, die inneren Arbeiten, sind als Verschiebungsarbeit und als lebendige Kraft gewissermaassen als in der Masse des Wassers noch vorhanden anzusehen, und man pflegt daher zu sagen, es sei W die in einem Kilogramm Wasser von t^0 enthaltene Wärme, verglichen gegen den Zustand bei 0^0. Ganz in demselben Sinn sagt nun Zeuner, es sei

$$I = Q - A\,p\,u \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (50)$$

die in einem Kilogramm Dampf von t^0 enthaltene Wärme, verglichen gegen den Zustand als Wasser von 0^0, oder kurz gesagt, es sei I die „Dampfwärme".*)

Gemäss (44) und (50) ist

$$I = W + r - A p u = W + \varrho \quad . \quad . \quad . \quad (51)$$

nämlich gleich der Summe sämmtlicher auf innere Arbeit verwendeten Wärmemengen. Es ist wichtig, den Sinn dieser Ausdrucksweise vollkommen zu verstehen, um sie nicht misszuverstehen. Das volle Verständniss ergibt sich am besten aus einem Gleichniss. Denken wir uns, ein Eisenbahntrain werde während eines Weges s durch eine variable Kraft K beschleunigt und von der Ruhe zur Geschwindigkeit c gebracht. Die angewandte Wirkung ist $Q = \int_0^s K d s$. Diese Wirkung Q ist nun die Summe der durch die Reibungen consumirten Wirkungen, oder der äusseren Arbeit X, und der inneren Arbeiten zusammen $= I$, welche theils verwendet wurden, um der Masse eine lebendige Kraft L zu ertheilen, und theils, um die Verbindungshaken auszudehnen, und die Waggons zu deformiren. Man kann nun ganz wohl sagen: Die lebendige Kraft $L +$ Deformirungsarbeit $S =$ der inneren Arbeit I, sei die im Train noch enthaltene Wirkung, weil diese Wirkung $I = L + S$ wieder vollständig abgegeben, frei, wird, wenn der Train zur Ruhe kommt, und Haken und Wagen in ihre ursprüngliche Gestalt zurückkehren. Wäre man nicht gewohnt $r = Q - W$ die gebundene Wärme zu nennen, so könnte man in diesem Sinne richtiger die auf innere Arbeit verwandte Wärme $I = Q - A p u$ die gebundene Wärme nennen.

Zeuner stellt folgende empirische Formeln auf für I und für $A p u$:

$$I = 573{\cdot}34 + 0{\cdot}2342\, t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (52)$$

$$\left.\begin{array}{l} A p u = B \log. \text{nat.} \dfrac{T}{n} \\ B = 30{\cdot}456, \; n = 100 \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (53)$$

---

*) Pogg. Ann. 110. B. S. 371. „Beiträge zur Theorie der Dämpfe".

und für die bei Dampfmaschinen vorkommenden Spannungen annähernd

$$A p u = 32{\cdot}28 + 0{\cdot}0776\, t \quad \ldots\ldots \quad (54)$$

ferner annähernd

$$W = -1{\cdot}69 + 1{\cdot}0224\, t \quad \ldots\ldots \quad (55)$$

und demnach

$$\left.\begin{aligned} Q &= I + A p u \doteq 605{\cdot}62 + 0{\cdot}3118\, t \\ r &= Q - W \quad \doteq 607{\cdot}31 - 0{\cdot}7106\, t \\ \varrho &= I - W \quad \doteq 575{\cdot}03 - 0{\cdot}7882\, t \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (56)$$

Zugleich bemerkt er, dass der wahre Werth von W nach Formel (43) sich fast ganz genau durch die Formel

$$W = 30{\cdot}59 + 1{\cdot}100\, t - B \text{ log. nat. } \frac{T}{n}$$

darstellen lasse, welcher aber selbst Zeuner keinen plausiblen Sinn abzugewinnen vermochte, und die er wohl desshalb an dem vorerwähnten Orte (Pogg. Ann.) fallen liess. Hieraus geht aber hervor, dass man auch schreiben könne:

$$A p u = B \text{ log. nat. } \frac{T}{n} = 30{\cdot}59 + 1{\cdot}100\, t - W$$

$$A p u = 30{\cdot}59 + 0{\cdot}1\, t - 0{\cdot}0^4\, 2\, t^2 - 0{\cdot}0^6\, 3\, t^3$$

$$Q = I + A p u = 603{\cdot}93 + 0{\cdot}3342\, t - 0{\cdot}0^4\, 2\, t^2 - 0{\cdot}0^6\, 3\, t^3.$$

Es ist jedoch unbequem, mit derlei Ausdrücken zu rechnen.

Sehr bemerkenswerth ist, dass nach Zeuner*) der Coëfficient von t in Gleichung (52) oder genauer gesprochen der Werth

$$\frac{d\,I}{d\,t} = 0.2342$$

nichts anderes sei, als die rationelle Wärmecapacität des Wasserdampfes. Zu diesem Resultat gelangt man auch auf einem von mir im „Beitrag“ eingeschlagenen, jedoch dort irrthümlich mit Q statt mit I durchgeführten Weg folgendermaassen. Es sei

$$I = a + b\,t + c\,t^2 \quad \ldots\ldots \quad (\alpha)$$

der wahre Ausdruck für die im Dampf von der Temperatur t enthaltene Wärme, verglichen gegen den Zustand als Wasser von 0^0. Man denke sich nun nach einander folgende zwei Prozesse vorgenommen. Einmal bilde man aus 1 Kil. Wasser

*) Wärmetheorie S. 172.

von 0^0 mittelst der Wärmemenge $Q = I + A p u$ ein Kil. gesättigten Dampf von t^0, welcher eine gewisse Spannung p und ein Volumen v besitzt, und die auf innere Arbeit verwandte Wärmemenge I enthält. Nun erhitze man denselben bei constantem Volumen v auf die Temperatur t_1. Hierbei steigt die Spannung p auf P gemäss der Gleichung (11)

$$\frac{p\,v}{T} = \frac{P\,v}{T_1} \text{ oder } P = p \cdot \frac{T_1}{T} \quad . \; . \; . \; . \quad (\beta)$$

Die zur Ueberhitzung erforderliche Wärmemenge war

$$i = \mathfrak{C}\,(t_1 - t),$$

demnach ist die ganze in dem überhitzten Dampfe enthaltene Wärme

$$U = I + i = a + \mathfrak{C}\,t_1 + (b - \mathfrak{C})\,t + c\,t^2 \quad . \quad (\gamma)$$

und man hat mit dieser auf innere Arbeit verwandten Wärmemenge U überhitzten Dampf erzielt, vom Volumen v_1 der Spannung $P = p \cdot \frac{T_1}{T}$ und der Temperatur t_1.

Ein anderes Mal bilde man aus 1 Kil. Wasser von 0^0 unter constantem Druck p_1 gesättigten Dampf von der Spannung p_1 dem Volumen v_1 und der Temperatur t_1. Hierzu ist eine Wärmemenge $Q_1 = I_1 + A\,p_1\,u_1$ erforderlich, von welcher $A\,p_1\,u_1$ nach Aussen abgegeben wird, und

$$I_1 = a + b\,t_1 + c\,t_1^2$$

im Dampf enthalten bleibt.

Nun stelle man ein Vacuum her, vom Volumen $v - v_1$ und lasse sodann den Dampf vom Volumen v_1 sich in den ganzen Raum v ausbreiten. Hierbei verrichtet derselbe keine Arbeit, behält demgemäss seine Temperatur t_1 unverändert bei, ändert jedoch seine Spannung von p_1 auf

$$P' = p_1\,\frac{v_1}{v}.$$

Er ist dann nicht mehr im Zustand seiner grössten Dichte, folglich durch das Ausströmen ins Vacuum überhitzter Dampf geworden.

Wenn nun allgemein für jeden Dampf, ob gesättigt oder überhitzt, das Gay-Lussac-Mariotte'sche Gesetz gilt, so ist

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p\,v}{T} = \text{Const.}$$

mithin
$$P' = \frac{p_1 v_1}{v} = p\,\frac{T_1}{T}$$

Verglichen mit (β) zeigt sich $P' = P$, also hat man bei diesem zweiten Prozess die Dampfwärme I_1 auf innere Arbeit verwendet, und abermals überhitzten Dampf vom Volumen v_1, von der Spannung P und der Temperatur t_1 erhalten, genau so, wie im ersten Fall. Gleicher Erfolg bedingt gleiche Ursache, also ist die im ersten Fall auf innere Arbeit verwandte Wärme U, gleich der im zweiten Fall verwendeten Wärme I_1, mithin

$$a + \mathfrak{C}\,t_1 + (b - \mathfrak{C})\,t + c\,t^2 = a + b\,t_1 + c\,t_1^2,$$
$$(\mathfrak{C} - b)\,t_1 + (b - \mathfrak{C})\,t = c\,(t_1^2 - t^2)$$
$$(\mathfrak{C} - b)\,(t_1 - t) = c\,(t_1 + t)\,(t_1 - t)$$

also, weil t_1 von t verschieden ist:

$$\mathfrak{C} - b = c\,(t_1 + t)$$

Sollen nun b, c, $\mathfrak{C}$, constante Grössen sein für jeden Werth von t und t_1, so muss sein

$$\mathfrak{C} = b, \qquad c = 0, \qquad \text{also}$$
$$I = a + \mathfrak{C}\,t \qquad \ldots\ldots \quad (\delta)$$

was zu beweisen war.

Gilt aber das Gay-Lussac-Mariotte'sche Gesetz, so ist nach (20)

$$\frac{p\,v}{T} = \frac{2\,k}{q}$$

also wegen $u = v - w = v - 0{\cdot}001 \doteq v$ und wegen Gleichung (35):

$$\frac{p\,u}{T} = k\,(\mathfrak{C}' - \mathfrak{C}) = \frac{\mathfrak{C}' - \mathfrak{C}}{A} \quad \text{also}$$
$$A\,p\,u = (\mathfrak{C}' - \mathfrak{C})\,T. \qquad \ldots\ldots \quad (\varepsilon)$$

folglich

$$Q = I + A\,p\,u = a + \mathfrak{C}\,t + (\mathfrak{C}' - \mathfrak{C})\left(\frac{1}{\alpha} + t\right)$$
$$= a + (\mathfrak{C}' - \mathfrak{C})\,\frac{1}{\alpha} + \mathfrak{C}\,t + (\mathfrak{C}' - \mathfrak{C})\,t$$
$$Q = a + 272{\cdot}85\,(\mathfrak{C}' - \mathfrak{C}) + \mathfrak{C}'\,t \qquad \ldots\ldots \quad (\varphi)$$
$$Q = a' + \mathfrak{C}'\,t \qquad \ldots\ldots \quad (\chi)$$

Demnach wäre der Coëfficient von t in der Regnault'-schen Formel

$$Q = a' + n t$$

n = der Wärmecapacität $\mathfrak{C}'$ des Wasserdampfes bei constantem Druck, und nimmt man die Regnault'sche Formel als unbedingt richtig an, so wäre

$\mathfrak{C}' = 0{\cdot}305$, und nach (35)

$$\mathfrak{C} = \mathfrak{C}' - \frac{2}{q} = \mathfrak{C}' - \frac{2}{18} = \mathfrak{C}' - 0{\cdot}111$$

$$\mathfrak{C} = 0{\cdot}194.$$

Zu diesem Resultat ist Rankine, Zeuner*) und Dr. Stefan**) gekommen.

Es steht in ungelöstem Widerspruch mit dem anderen Resultat Zeuner's:

$$\mathfrak{C} = \frac{dI}{dt} = 0{\cdot}2342.$$

Unser Werth $\mathfrak{C} = 0{\cdot}271$ fällt in die Mitte zwischen beiden Resultaten. — Nehmen wir unsere in (41) aufgestellten Werthe als richtig an, so folgt aus (χ)

$$Q = a' + 0{\cdot}382\, t.$$

Für $t = 100$ geben die Regnault'schen Versuche (nicht seine Formel) den Werth $Q = 636{\cdot}7$; demnach würde folgen

$$Q = 598{\cdot}5 + 0{\cdot}382\, t \text{ statt } (42)$$

und somit wegen Gleichung (φ)

$$a + 272{\cdot}85\, (\mathfrak{C}' - \mathfrak{C}) = 598{\cdot}5$$

also weil $\mathfrak{C}' - \mathfrak{C} = \frac{2}{q} = \frac{2}{18} = \frac{1}{9}$ ist:

$$a = 598{\cdot}5 - 30{\cdot}3 = 568{\cdot}2,$$

welcher Werth in (δ) eingesetzt, gibt:

$$I = 568{\cdot}2 + 0{\cdot}271\, t \qquad \text{statt } (52)$$

Endlich wäre nach (ε)

$$A p u = \frac{1}{9}\, T = \frac{1}{9}\,(272{\cdot}85 + t)$$

$$A p u = 30{\cdot}32 + 0{\cdot}111\, t \qquad \text{statt } (54)$$

*) Wärmetheorie S. 173.

**) Pogg. Ann. 110. B. S. 593. Ueber die specifische Wärme des Wasserdampfes.

Zu bemerken ist, dass die Gleichung

$$Q = 598{\cdot}5 + 0{\cdot}382\ t$$

die Regnault'schen Beobachtungen für Temperaturen von $t = 70$ bis $t = 100$ weit besser darstellt, als die Formel (42); allein desto schlechter entspricht sie den allerdings minder genauen Beobachtungen unter 70°, und den Beobachtungen über $p = 1$ Atmosphäre, bei welchen t nicht direct gemessen, sondern nur aus der Spannung berechnet wurde.

Redtenbacher*) hingegen spricht die Vermuthung aus, dass der Coëfficient n der Regnault'schen Formel die rationelle Wärmecapacität 𝕮 bedeuten dürfte, und wirklich stellt die Formel

$$Q = 609{\cdot}7 + 0{\cdot}271\ t$$

die Gesammtheit der Regnault'schen Versuche nicht erheblich schlechter dar, als die Regnault'sche Formel selbst.

So wie die ganze Sachlage jetzt steht, thut man gut, sich nur allein der Regnault'schen Formeln (42) und (43) zu bedienen, bis die eifrigen Bemühungen nach einem wissenschaftlichen Boden weiter vorgerückt sein werden.

§. 19.

Tabelle für gesättigte Dämpfe.

Man unterscheidet bekanntlich gesättigten von überhitztem Dampf. Der gesättigte Dampf hat bei gegebener Spannung die kleinstmögliche Temperatur, das kleinstmögliche specifische Volumen und das grösstmögliche specifische Gewicht. Der überhitzte Dampf hat bei gleicher Spannung irgend eine höhere als die Sättigungstemperatur, ein grösseres Volumen pro Kilogramm, und ein kleineres Gewicht pro Kubik-Meter.

Da aber sowohl der gesättigte wie auch der überhitzte Dampf wenigstens sehr näherungsweise dem combinirten Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetz (20) unterliegt, so gelten für alle Wasserdämpfe, insofern sie trocken sind, d. h. nicht mechanisch mitgerissenes tropfbar flüssiges Wasser enthalten, die Gleichungen

*) Dynamiden-System S. 50.

(27), (28), (29), (30), aus welchen eine der drei Grössen p, t und $\sigma = \frac{1}{v}$ gefunden werden kann, wenn die andern beiden gegeben sind.

Da es nun für jede gegebene Spannung nur einen Sättigungszustand und unendlich viele Ueberhitzungszustände gibt, so muss der Sättigungszustand noch durch eine gewisse zweite Relation: $F(p, t, \sigma) = 0$ charakterisirt sein, so dass die einzige Annahme von p, von t oder von σ sofort gestattet, die beiden anderen Grössen für den Sättigungszustand zu berechnen.

Man hat sich bisher vergeblich bemüht, diese Relation auf theoretischem Wege ausfindig zu machen, hingegen hat man mit gutem Erfolg empirische Formeln aufgestellt, welche die Versuchsresultate von Regnault und Magnus recht gut darstellen. Derlei empirische Formeln sind z. B. der Form nach:

$$\log. p = A + B a^t + C b^t$$

oder

$$p = A (a + b t)^n$$

oder

$$p = A . B^{\frac{a t}{b + t}}$$

oder

$$p = A . B^{-\frac{a}{T}}$$

oder

$$p = A + B \log. \left(1 - \frac{C}{T}\right)$$

oder weniger entsprechend $\sigma = \frac{1}{v} = a + b p$.

Die nachfolgende Dampftabelle gibt für Spannungen von $1/4$ bis 10 Atmosphären die Temperatur des gesättigten Dampfes nach den Angaben Regnault's und das specifische Gewicht σ, sowohl berechnet nach Gleichung (29) wie auch nach den Berechnungen Zeuner's. Die den Werthen von σ beigesetzten kleinen Zahlen geben die Zunahme von σ in der dritten Decimalstelle an, wenn die Spannung um 0·1 Atmosphäre wächst.

Zur Vervollständigung der Angaben über den Wasserdampf, sind auch noch für Temperaturen von — 20 bis 100° die Spannungen des gesättigten Dampfes nach Regnault, gemessen in Millimetern Quecksilbersäule angegeben.

Dampf-Tabelle.

Spannung p in	Temperatur t nach	Ein Kubikmeter wiegt				Temperatur	Spannung in
		Nach (29)		Nach Zeuner			
Atmosph.	Cels.	σ Kilogramm.				Cels.	Millimetern.
0·25	65·35	0·163	59	0·164	61	20	0·927
0·50	81·71	0·310	56	0·316	59	—10	2·093
0·75	92·15	0·451	55	0·463	58	— 5	3·113
1·00	100·00	0·589	54	$0·607_5$	57	0	4·600
1·25	106·35	0·724	53	0·750	56	1	4·940
1·50	111·74	0·857	52	0·890	56	2	5·302
1·75	116·43	0·988	51	1·029	55	3	5·687
2·00	120·60	1·116	51	1·167	55	4	6·097
2·25	124·36	1·243	50	1·304	54	5	6·534
2·50	127·80	1·369	50	1·439	54	6	6·998
2·75	130·97	1·495	49	1·574	54	7	7·492
3·00	133·91	1·619	49	1·708	53	8	8·017
3·25	136·66	1·742	49	1·841	53	9	8·574
3·50	139·24	1·864	48	1·974	53	10	9·165
3·75	141·68	1·986	48	2·106	52	11	9·792
4·00	144·00	2·107	48	2·237	52	12	10·457
4·25	146·19	2·227	47	2·367	52	13	11·162
4·50	148·29	2·346	47	2·498	52	14	11·908
4·75	150·29	2·465	47	2·627	52	15	12·699
5·00	152·22	2·583	47	2·757	52	16	13·536
5·25	154·06	2·700	46	2·886	51	17	14·421
5·50	155·84	2·817	46	3·014	51	18	15·357
5·75	157·56	2·933	46	3·142	51	19	16·346
6·00	159·22	3·049	46	3·270	51	20	17·391
6·25	160·82	3·164	46	3·397	51	25	23·550
6·50	162·38	3·279	46	3·524	51	30	31·548
6·75	163·88	3·393	46	3·650	51	35	41·827
7·00	165·35	3·507	45	3·777	50	40	54·906
7·25	166·77	3·621	45	3·902	50	45	71·390
7·50	168·15	3·734	45	4·027	50	50	91·980
7·75	169·50	3·847	45	4·153	50	55	117·475
8·00	170·81	3·960	45	4·277	50	60	148·786
8·25	172·09	4·072	45	4·403	50	65	186·938
8·50	173·34	4·184	44	4·527	50	70	233·082
8·75	174·57	4·295	44	4·651	50	75	288·500
9·00	175·77	4·406	44	4·776	50	80	354·616
9·25	176·94	4·516	44	4·897	50	85	433·002
9·50	178·09	4·626	44	5·022	49	90	525·392
9·75	179·21	4·736	44	5·144	49	95	633·692
10·00	180·31	4·846		5·266		100	760·000

§. 20.

Das Poisson'sche Gesetz.

Wird Luft oder ein anderes Gas in einem wärmedichten Gefässe so langsam expandirt, dass die lebendige Kraft, welche der Bewegung der Molecüle bei ihrer Ortsänderung entspricht, vernachlässigt werden kann, wird bei diesem Vorgange von Aussen weder Wärme zu- noch weggeführt, und bleibt das Gas bei diesem Vorgange vollständig in der Gasform, ohne sich theilweise zu condensiren, so muss sich, da nach §. 14 die Verschiebungsarbeit gleich Null ist, die ganze bei der Expansion nach Aussen abgegebene Arbeit als Wärmeverlust manifestiren; und erfolgt in gleicher Weise unter Verrichtung äusserer Arbeit eine Compression, so muss sich diese ganze angewandte Arbeit in Gestalt von Wärmegewinn vorfinden, d. h. das Gas muss durch Expansion unter Arbeitsverrichtung kälter, und durch Compression wärmer werden. Ist das Gefäss, das uns zur Disposition steht, nicht ein vollkommen wärmedichtes, so zeigt sich die Erkältung oder Erwärmung natürlich desto besser, je rascher die Volumsänderung erfolgt; die Erscheinung ist aber dann keine einfache mehr, sondern eine ziemlich verwickelte.

Unsere wohleingehüllten Dampfcylinder können, nachdem sie einmal durch und durch erwärmt sind, und ein Beharrungszustand eingetreten ist, mit hinreichender Genauigkeit als wärmedichte Gefässe betrachtet werden; selbst ein nicht eingehüllter Gebläsecylinder kann in Anbetracht des nur mässigen Temperaturunterschiedes zwischen angesaugter und comprimirter Luft mit viel grösserer Annäherung an die Wahrheit als ein absolut wärmedichtes Gefäss betrachtet werden, als als ein absolut wärmedurchlässiges. Es ist daher nothwendig, den oben ausgesprochenen Gedanken behufs weiteren Gebrauchs in die mathematische Form zu kleiden. Wir sehen von vornherein ein, dass uns der Ausdruck jenes Gedankens zu einer Beziehung führen werde, zwischen den Grössen p, v, T in irgend einem Stadium der Expansion oder Compression, und den analogen Grössen p_1 v_1 T_1 zu Beginn dieses Vorgangs, und dass durch diese auf-

zufindende Beziehung in Verbindung mit dem Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetz (11) oder (20)

$$\frac{p\,v}{T} = \frac{p_1\,v_1}{T_1} = \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\sigma_0} = \frac{2\,k}{q} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57)$$

das Problem gelöst ist, aus einer der drei Grössen $p\ v\ T$ die beiden anderen für den vorausgesetzten Fall der langsamen Expansion oder Compression in einem wärmedichten Gefässe zu berechnen, sobald der Anfangszustand gegeben ist.

Um jene Beziehung aufzufinden, denken wir uns das Gasvolumen v von 1 Kil. Gewicht in einem Cylinder von 1 Quadr.-Met. Querschnitt eingeschlossen, die Spannung des Gases sei $= p$ Kil., die absolute Temperatur $= T$; die rationelle Wärmecapacität desselben sei $= \mathfrak{C}$.

In diesem Zustande ist also der äussere auf das Gas ausgeübte Druck $= p$, und wir können uns denselben als Summe des atmosphärischen Druckes und des auf den abschliessenden reibungslosen Kolben aufgelegten Gewichtes denken. Entlaste ich nun den Kolben um eine unendlich kleine Grösse, d. h. geht der äussere Druck p in $p + d\,p$ über, wobei $d\,p$ negativ sein soll, so findet ohne Zuführung von Wärme eine Volumsvergrösserung um $d\,v$ statt, bis auch die innere Spannung wieder dem äusseren Druck gleich geworden ist, d. h. bis die innere Spannung auf $p + d\,p$ gesunken ist. Das Gas hat hierbei den äusseren Druck $p + d\,p$ während des Weges $d\,v$ überwunden, folglich eine äussere elementare Arbeit verrichtet $= (p + d\,p)\,d\,v = p\,d\,v$. Hierbei ist aber die absolute Temperatur T gesunken, oder sie hat um einen essentiell negativen Betrag $d\,T$ zugenommen. Die innere lebendige Kraft in dem einen Kilogramm Gas hat also zufolge der in §. 16 entwickelten Bedeutung von $\mathfrak{C}$ um den negativen Betrag $k\,\mathfrak{C}\,d\,T$ zugenommen, oder um den positiven Betrag $-\,k\,\mathfrak{C}\,d\,T$ abgenommen. Dieser Verlust an innerer lebendiger Kraft muss gleich sein der nach Aussen abgegebenen Arbeit (weil die Verschiebungsarbeit gleich Null ist), also erhalten wir

$$p\,d\,v = -\,k\,\mathfrak{C}\,d\,T \quad . \quad . \quad . \quad (58)$$

Wer sehr präcise Darstellung wünscht, hätte etwa so gesagt: Jedenfalls wird die Spannung und auch die Temperatur

des Gases abhängig sein von dem Volumen, den dasselbe einnimmt, weil eben einem jeden Volumen v eine bestimmte Spannung p und Temperatur T zukommen wird, sobald der Anfangszustand $p_1\, v_1\, T_1$ gegeben ist. Es ist also p eine Function von v, und die Aenderung von p bei Aenderung von v um Δv beträgt nach der Taylor'schen Reihe:

$$\Delta p = \frac{d\,p}{d\,v}\,\Delta v + \frac{d^2\,p}{d\,v^2}\cdot\frac{\Delta v^2}{2} + \ldots$$

Die Spannung nach Herstellung des Volums $v + \Delta v$ beträgt also

$$p + \Delta p = p + \frac{d\,p}{d\,v}\,\Delta v + \ldots$$

folglich ist die mittlere Spannung während der Expansion um Δv

$$= \frac{1}{2}\left(p + p + \frac{d\,p}{d\,v}\,\Delta v + \ldots\right) = p + \frac{1}{2}\frac{d\,p}{d\,v}\,\Delta v + \ldots$$

und die verrichtete Arbeit

$$= \left(p + \frac{1}{2}\frac{d\,p}{d\,v}\,\Delta v + \ldots\right)\Delta v.$$

Der Verlust an innerer lebendiger Kraft ist aber nach obigem Raisonnement $= k\,\mathfrak{C}\,\Delta T$, folglich

$$\left(p + \frac{1}{2}\frac{d\,p}{d\,v}\,\Delta v + \ldots\right)\Delta v = -\,k\,\mathfrak{C}\,.\,\Delta T,$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta v} = -\,\frac{p + \frac{1}{2}\frac{d\,p}{d\,v}\,\Delta v + \ldots}{k\,\mathfrak{C}}$$

Die Stärke des Wachsthums $\frac{d\,T}{d\,v}$ der Function T von v wird aber gefunden, wenn man in dem Ausdruck für das verhältnissmässige endliche Wachsthum $\frac{\Delta T}{\Delta v}$ die Aenderung Δv der Variablen gleich Null setzt, also ist

$$\frac{d\,T}{d\,v} = -\,\frac{p}{k\,\mathfrak{C}}$$

übereinstimmend mit (58).

Es ist aber eben so lästig, wie überflüssig, sich einer solchen Darstellungsweise zu bedienen. Wer einmal klar eingesehen hat, dass die Stärke des Wachsthums einer Function ge-

messen wird, durch jenen Werth, den man erhält, wenn man in dem Ausdruck für das verhältnissmässige endliche Wachsthum der Function die Aenderung der Variablen gleich Null setzt, und weiss, dass man, um diese Entstehung anzudeuten, sich der Form des Differentialquotienten bedient, dem ist auch vollkommen klar, dass eben nur der Differentialquotient, nicht aber ein Differential für sich einen Sinn hat, und dass man nur einer vollkommen gerechtfertigten Bequemlichkeit halber diese Differentialien von vornherein als verschwindend kleine, die endlichen Zunahmen vertretende Grössen anzusehen pflegt, und gerade erst durch die Vernachlässigung derselben gegen endliche Grössen die volle strenge Wahrheit erhält.

Man verzeihe uns diese Abschweifung, nach welcher wir wieder zu unserer Differentialgleichung (58) zurückkehren.

In jedem Stadium der Expansion bestehen also die 2 Gleichungen (58) und (57):

$$\left.\begin{aligned} p\, d\, v &= -\, k\, \mathfrak{C}\, d\, T \\ p\, v &= \frac{\mathfrak{A}\, \alpha}{\sigma_0}\, T \end{aligned}\right\}$$

folglich auch durch Division die Differentialgleichung:

$$\frac{d\, v}{v} = -\, \frac{k\, \mathfrak{C}\, \sigma_0}{\mathfrak{A}\, \alpha} \cdot \frac{d\, T}{T}.$$

Nach der Person'schen Gleichung (34) ist aber

$$\frac{k\, \sigma_0}{\mathfrak{A}\, \alpha} = \frac{1}{\mathfrak{C}' - \mathfrak{C}}, \qquad \text{also}$$

$$\frac{d\, v}{v} = -\, \frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{C}' - \mathfrak{C}}\, \frac{d\, T}{T}$$

und wenn man Kürze halber

$$\frac{\mathfrak{C}'}{\mathfrak{C}} = \varkappa \qquad \ldots \ldots \quad (59)$$

setzt:

$$\frac{d\, v}{v} = -\, \frac{1}{\varkappa - 1}\, \frac{d\, T}{T}.$$

Durch Integration folgt:

$$\log.\, v = -\, \frac{1}{\varkappa - 1} \log.\, C\, T$$

wenn C die willkürliche Constante bezeichnet.

Hieraus folgt:

$$v = (C\,T)^{-\frac{1}{\varkappa - 1}} = \frac{1}{(C\,T)^{\frac{1}{\varkappa - 1}}} \quad . \quad . \quad . \quad (60)$$

Sind $v_1\ p_1\ T_1$ irgend welche zusammengehörige Werthe, durch welche z. B. der Anfangs- oder Endzustand charakterisirt ist, so ist auch:

$$v_1 = \frac{1}{(C\,T_1)^{\frac{1}{\varkappa - 1}}}$$

mithin

$$\frac{v}{v_1} = \left(\frac{T_1}{T}\right)^{\frac{1}{\varkappa - 1}} \quad . \quad . \quad . \quad (61)$$

und auch

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} \quad . \quad . \quad . \quad (62)$$

Da ferner aus (57)

$$\frac{p\,v}{T} = \frac{p_1\,v_1}{T_1}$$

ist, oder

$$\frac{p_1\,v_1}{p\,v} = \frac{T_1}{T} \quad . \quad . \quad . \quad (63)$$

so folgt durch Multiplication der (61) und (63)

$$\frac{p_1}{p} = \left(\frac{T_1}{T}\right)^{\frac{1}{\varkappa - 1} + 1}$$

$$\frac{p_1}{p} = \left(\frac{T_1}{T}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} \quad . \quad . \quad . \quad (64)$$

und auch

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} \quad . \quad . \quad . \quad (65)$$

Aus (62) und (65) folgt:

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}$$

oder

$$\frac{v}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{\varkappa}} \quad . \; . \; . \; (66)$$

und auch

$$\frac{p_1}{p} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa} \quad . \; . \; . \; (67)$$

Führt man statt der specifischen Volumen v ihre reciproken Werthe, die specifischen Gewichte σ ein, so folgt:

$$\frac{p_1}{p} = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma}\right)^{\varkappa} \quad . \; . \; . \; (68)$$

Letztere von Poisson gefundene Gleichung, aus welcher durch Combination mit dem in der Form (63) ausgedrückten Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetz wieder alle übrigen Gleichungen (61) bis (67) resultiren würden, wurde in Redtenbacher's Dynamidensystem mit dem Namen des potenzirten Mariotte'schen Gesetzes belegt.

Während das einfache Mariotte'sche Gesetz

$$\frac{p_1}{p} = \frac{\sigma_1}{\sigma} = \frac{v}{v_1}$$

dann seine Geltung hat, wenn die Temperatur bei der Expansion oder Compression durch Eintritt, respective Austritt von Wärme in das oder aus dem Gefäss immer in gleicher Höhe erhalten wird, so hat das potenzirte Mariotte'sche, oder doch wohl richtiger das Poisson'sche Gesetz (68)

$$\frac{p_1}{p} = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma}\right)^{\varkappa} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa}$$

dann seine Geltung, wenn die Expansion oder Compression in einem wärmedichten Gefässe ohne Zutritt oder Wegtritt von Wärme vorgenommen wird. Für atmosphärische Luft hat $\varkappa$ den Werth 1·41 und führt die von Herrn Julius von Hauer*) gezeichnete Figur 4 den Unterschied der beiden Formeln graphisch vor Augen. Es bezeichnet hierin die Abscisse

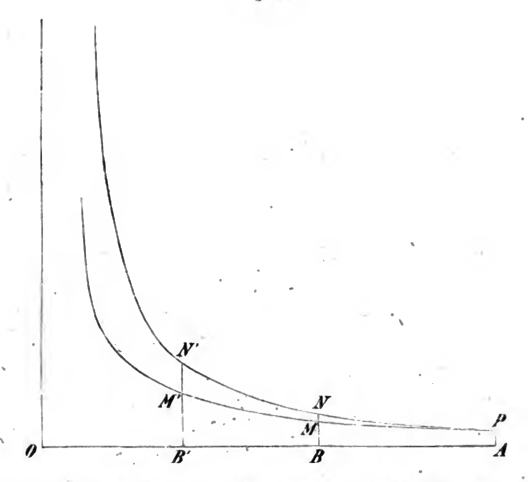
$O\,A = v_1$ das anfängliche,

$O\,B,\ O\,B' = v$ ein späteres

durch Compression erzeugtes kleineres Volumen, die Ordinate

*) Ueber die neueren Fortschritte in der Gebläsetheorie. Rittinger's „Erfahrungen" 1858.

Fig. 4.



$AP = p_1$ die anfängliche Spannung, BM, BM' die nach dem einfachen Mariotte'schen, BN, BN' die nach dem Poisson'schen Gesetz durch Compression entstehende Spannung.

Es dürfte noch zu erwähnen sein, dass die in (60) erscheinende Integrationsconstante völlig willkürlich ist, und nicht anders als durch irgend einen fixirten Zustand bestimmt werden kann, indem man immer, so lange dadurch nicht die Grenze des gasförmigen Aggregationszustandes überschritten wird, v_1 und T_1 völlig willkürlich wählen, und das zugehörige p_1 aus (57) bestimmen kann.

Weisbach*) hat von den Poisson'schen Formeln einen interessanten Gebrauch gemacht, indem er dieselben benützte, um durch einen sehr einfachen hübsch ausgedachten Versuch die Zahl $\varkappa = \frac{\mathfrak{C}'}{\mathfrak{C}}$ für atmosphärische Luft zu bestimmen. Weisbach fand im Mittel zweier Versuche $\varkappa = 1{\cdot}4025$.

*) Civilingenieur, neue Folge, V. Band, 2. Heft.

Andere Bestimmungen ergaben $\varkappa = 1{\cdot}348$ bis $1{\cdot}421$ und als wahrscheinlichsten Werth sieht man dermalen 1·41 an. Da nach (41) auch für den Wasserdampf $\varkappa = 1{\cdot}41$ ist, so haben wir in den obigen Formeln für Luft sowohl, wie für Wasserdampf, insofern die Volumsänderung nicht mit Aggregatsänderung verbunden ist, zu setzen:

$$\left.\begin{array}{l} \varkappa = 1{\cdot}41,\ \dfrac{1}{\varkappa} = 0{\cdot}7092,\ \dfrac{1}{\varkappa - 1} = 2{\cdot}44 \\ \dfrac{\varkappa}{\varkappa - 1} = 3{\cdot}44,\ \dfrac{\varkappa - 1}{\varkappa} = 0{\cdot}291 \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad (69)$$

Endlich ist nicht unnöthig zu bemerken, dass ganz andere complicirtere Verhältnisse eintreten, wenn der anfängliche äussere Druck p_1 plötzlich, z. B. durch Auflegung eines Gewichtes, auf p_2 erhöht wird. Da nämlich der innere Druck des Gases nur allmälig, nach Massgabe der Volumsänderung, sich von p_1 aus erhöht, so ist Anfangs ein Ueberschuss von äusserer Kraft vorhanden, der auf Beschleunigung der Massen verwendet wird, und zwar sowohl der Kolben und Gewichtsmasse, wie auch der Luftmasse. Ist der Kolben so tief gesunken, dass die Luft auch die Spannung p_2 erreicht hat, so kann nun kein Gleichgewicht bestehen, weil sich sämmtliche Massen in Bewegung befinden, die Luft verkleinert daher ihr Volumen noch weiter, und nimmt Spannungen grösser als p_2 an, wodurch aber nun eine Verzögerung der Lufttheilchen und anderer Massen erfolgt, die zunächst mit der Ruhe aller Massen endet; nun ist aber wieder kein Gleichgewichtszustand vorhanden, die innere Luft hat ja eine Spannung $> p_2$; es erfolgt also Expansion, und zwar abermals wegen des Massenspiels bis über die Ruhelage, so dass, wenn keine Hindernisse vorhanden wären, eine endlose Oscillation in immer kleiner werdenden Schwingungen eintreten müsste.

Dasselbe würde erfolgen bei plötzlicher Verminderung des äusseren Druckes.

Man kann in diesem Fall nur um den Zustand des Gases am Ende dieser Oscillationen fragen, wenn wieder vollkommene Ruhe eingetreten ist, immer unter der Annahme eines wärmedichten Gefässes, und diese Frage hat Zeuner (Wärmetheorie S. 54) behandelt. Sie steht aber mit dem Ausflusspro-

blem der Gase nur in einem künstlichen Zusammenhang; hier handelt es sich nicht um einen Ruhezustand, sondern um einen Beharrungszustand der Bewegung, bei welchem die Theilchen von Punkt zu Punkt ihrer Bahn, Spannung, Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit ändern, und es wird hierbei Wärme zum Theil in Arbeit und zum Theil in lebendige Kraft der Körpermassen übersetzt, nämlich in die Arbeit bei Verdrängung der äusseren Luft, und in die lebendige Kraft der ausströmenden Luft. Das Ausflussproblem kann daher nur allein nach Weisbach's Formeln (worüber ausführlich in oben citirtem Aufsatz von Hauer's) beurtheilt werden; diese geben die Temperatur und Geschwindigkeit der Luft, wenn sie beim Ausfluss die äussere Spannung erreicht hat, was an der Stelle des contrahirten Querschnittes der Fall ist. Die von Zeuner im §. 19 seiner Wärmetheorie abgeleitete Formel (59) würde nur die Temperatur geben, welche bei allmäliger Abgabe der Ausflussgeschwindigkeit ohne weitere Aenderung der Spannung und ohne Wärmeverlust an den unendlichen Raum erfolgen würde, ist also für die Aufgabe des Ausflussproblems ohne Bedeutung.*)

§. 21.

Compression und Expansion des Wasserdampfes.

Die Poisson'schen Formeln (61) bis (68) haben nur so lange Anwendung, als bei der Aenderung des Volumens keine Aenderung des Aggregatszustandes eintritt, nicht mehr aber, wenn die Volumsänderung mit theilweiser Condensation verbunden ist. Diess beschränkt die Anwendung derselben auf den Wasserdampf.

Sehen wir nun zu, ob bei der Compression gesättigten Dampfes eine solche Condensation erfolgen muss oder nicht.

Wir werden zu diesem Behufe einfach die Poisson'schen

*) „Wärmetheorie" S. 56 Z. 13 v. u. sollte es daher eigentlich heissen, „Gleichung (59) gibt dann die Temperatur des Gases in dem Momente an, wo nicht nur seine Spannung in die der äusseren Atmosphäre übergegangen ist", sondern auch seine Geschwindigkeit durch Wirbelbildung aufgezehrt und wieder in Wärme umgewandelt worden ist.

Formeln in numerischen Beispielen zur Anwendung bringen, und den berechneten Zustand nach der Compression mit der Dampftabelle vergleichen. Zeigt sich der berechnete Zustand als ein gesättigter oder überhitzter, so ist er möglich, wird also auch wirklich eintreten. Zeigt sich der berechnete Zustand aber gewissermassen als ein unterhitzter, ist nämlich die berechnete Temperatur kleiner als die Sättigungstemperatur bei gleicher Spannung, so ist der Zustand nicht möglich, und es muss eine theilweise Condensation eintreten, bei welcher so viel Wärme frei wird, dass die verbleibende Dampfmenge auf eine mögliche Temperatur gebracht werden kann.

Nehmen wir also 1 Kil. gesättigten Dampf von 1 Atmosphäre Spannung also nach (31) vom Volumen

$$v = 1{\cdot}698$$

und comprimiren wir ihn auf halbes Volumen unter der Annahme, dass er hierbei die Gasform vollständig behalte.

Wir haben also in (62) und (67)

$$T = 273,\ p = 1 \text{ Atmosphäre und } \frac{v}{v_1} = 2$$

zu setzen, mithin

$$\frac{T_1}{273} = 2^{0{\cdot}41},\ p_1 = 2^{1{\cdot}41}$$

$$T_1 = 496 = 273 + 223,\ p_1 = 2{\cdot}66 \text{ Atm.}$$

Wir erhielten also Dampf von $2^2/_3$ Atm. Spannung und 223^0 Temperatur, somit überhitzten Dampf, weil gesättigter Dampf von $2^2/_3$ Atm. Spannung nur 129^0 Temperatur besitzt. Dieser Zustand ist möglich, also tritt er auch wirklich ein, man erhält also durch Compression des gesättigten Dampfes überhitzten Dampf, und es ist ganz unmöglich durch das Zusammendrücken allein, ohne Wärmeentziehung den Dampf zu condensiren.

Dass man durch Compression des gesättigten Dampfes wirklich überhitzten Dampf erhalte, beweisen die zu Ebensee (Salzkammergut) mit dem Rittinger'schen Abdampfapparat*) ausgeführten Versuche. Bei der Rittinger'schen Methode ab-

*) Oesterr. Zeitschrift für Berg- und Hüttenwesen Nr. 39 von 1857, und Nr. 50 von 1858.

zudampfen, wird nämlich die abzudampfende Flüssigkeit durch hochgespannten Dampf geheizt, der aus derselben sich entwickelnde Wasserdampf durch eine sehr kräftige doppeltwirkende durch ein grosses Wasserrad bethätigte Pumpe (ein Gebläse mit Doppelsitzventilen) angesaugt, comprimirt, und in den Heizraum hineingedrückt. Das hier durch Condensation entstehende heisse Wasser wird zur weiteren nützlichen Abgabe der Wärme verwendet. Die bei diesem continuirlichen Prozesse entstehenden Wärmeverluste werden durch eine Pultfeuerung ersetzt. Bei Anwendung von 12·7 Pferdekraft an der Wasserradwelle konnte derart mit einem Kilogramm geschwemmten, lufttrockenen, weichen Holz 13·8 Kilogr. Wasser verdampft werden, und zwar betrug die verdampfte Wassermenge pro Stunde 246 Kilogramm, mithin pro Pferdekraft und pro Secunde $\frac{1}{186}$ Kil. Bei anhaltenderem Betrieb stieg die Leistung auf 17·2 Kilo Wasser pro 1 Kilo Holz. Obwohl bei diesen Versuchen gerade das Gegentheil der Voraussetzung eines wärmedichten Gefässes stattfand, indem der comprimirte Heizdampf mit einer möglichst dünnen, grosse Oberfläche gewährenden Metallfläche in Berührung stand, so zeigte sich dennoch dieser Dampf in geringer Entfernung von der Heizfläche bedeutend überhitzt, natürlich aber bei weitem nicht in dem Verhältniss, wie es die Poisson'sche Formel ergeben würde. So erhielt man z. B. aus angesaugtem Dampf von 111° durch Compression auf 2·36 Atmosphären, Dampf von 142°, während gesättigter Dampf von 2·36 Atmosphären nur 126° hat.

Untersuchen wir nun ebenso den Vorgang bei der Expansion. Nehmen wir z. B. gesättigten Dampf von 120° Temperatur, also 2 Atmosphären Spannung. Ueberhitzen wir ihn zuerst durch Zuführung von Wärme bei gleicher Spannung von 2 Atmosphären, also unter Vergrösserung des Volumens um 63°, somit auf 183° Cels. oder $273 + 183 = 456°$ absolute Temperatur. Unterwerfen wir nun diesen überhitzten Dampf der Expansion in einem wärmedichten Gefässe, bis seine Spannung auf 1 Atmosphäre gesunken ist.

Zur Berechnung der absoluten Endtemperatur T_1 haben wir in (65) $p = 2$, $p_1 = 1$, $T = 456$ zu setzen, finden also

$$T_1 = 456 \left(\frac{1}{2}\right)^{0 \cdot 291} = 373^0 = 273 + 100.$$

Wir haben also durch Expansion des überhitzten Dampfes von 183⁰ und 2 Atmosphären zunächst gesättigten Dampf von 1 Atmosphäre Spannung und 100⁰ Temperatur erhalten. Expandiren wir aber denselben nun noch weiter, bis seine Spannung z. B. auf

$$p_2 = \frac{3}{4} \text{ Atmosphäre}$$

sinkt, so finden wir aus

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0 \cdot 291} = \left(\frac{3}{4}\right)^{0 \cdot 291}$$

$$T_2 = 373 \left(\frac{3}{4}\right)^{0 \cdot 291} = 343 = 273 + 70^0.$$

Wir erhielten also Dampf von $^3/_4$ Atmosphäre Spannung und 70⁰ Temperatur. Da aber gesättigter Dampf von $^3/_4$ Atm. Spannung 92⁰ Temperatur besitzt, so wäre jener Dampf unterhitzt; ein solcher Zustand ist nicht möglich, folglich ergibt sich das Phänomen theilweiser Condensation, damit durch die hierbei frei werdende, oder richtiger gesagt, durch Umwandlung von Verschiebungsarbeit gebildete Wärme, der unterhitzte Dampf bis auf die Sättigungstemperatur, die ihm natürlich vermöge der Berührung mit tropfbar flüssigem Wasser zukommen muss, erwärmt werden könne.

Diese Auffassung des Vorgangs ist mir eigenthümlich, und dürfte wohl sehr plausibel erscheinen. Sie findet ihre Bestätigung auch darin, dass die nachfolgende Dampfmaschinentheorie gerade auf diese Auffassung basirt ist, und allen billigen Anforderungen rücksichtlich der Genauigkeit der Resultate entspricht.

§. 22.

Berechnung der bei der Expansion gebildeten Wassermenge und der wahren Endtemperatur.

Die Menge des tropfbar flüssigen Wassers, welches bei der durch Expansion erfolgenden Condensation gebildet wird, ist in so lange nur näherungsweise möglich, als man den Zusammenhang zwischen Spannung und Temperatur des gesättigten Dam-

pfes nicht wissenschaftlich, sondern nur empirisch festgestellt hat. Es ist auch für die Theorie der Dampfmaschinen gar nicht nothwendig, dieses Condensationsquantum zu kennen, dasselbe wird aber eine Rolle spielen, wenn man es unternimmt, eine thunlichst genaue Formel für die Ausflussgeschwindigkeit des Dampfes aufzustellen, was wir hier unterlassen. Nur um die angedeutete Vorstellung von jenem inneren Vorgang der Condensation durch Expansion ganz deutlich zu machen, gehen wir in einem Beispiel auf die Frage nach der Condensationsmenge ein.

Nehmen wir 1 Kil. gesättigten Hochdruckdampf von 5 Atmosphären absoluter Spannung, welcher nach der Dampftabelle ein Volumen von

$$v = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{2 \cdot 583} = 0 \cdot 3872 \text{ Kub.-Met.}$$

und eine absolute Temperatur von $T = 152 \cdot 22 + 272 \cdot 85 = 425^0 \cdot 07$ besitzt. Expandiren wir diese Dampfmenge bis auf das Volumen

$v_1 = \frac{1}{1 \cdot 116} = 0 \cdot 8960$, welches 1 Kil. gesättigter Dampf von 2 Atmosphären und $120 \cdot 60 + 272 \cdot 85 = 393^0 \cdot 45$ absoluter Temperatur besitzt.

Gälten die Poisson'schen Formeln, so fänden wir nach (62)

$$T_1 = 425 \cdot 07 \left(\frac{0 \cdot 3872}{0 \cdot 8960}\right)^{0 \cdot 41} = 301 \cdot 35 = 272 \cdot 85 + 28 \cdot 5,$$

und nach (67)

$$p_1 = 5 \left(\frac{0 \cdot 3872}{0 \cdot 8960}\right)^{1 \cdot 41} = 1 \cdot 5318 \text{ Atmosphären,}$$

also Dampf von nahe $1\frac{1}{2}$ Atmosphäre Spannung mit nur 28^0 Temperatur, also unterhitzten Dampf.

Um aus diesem unmöglichen Dampf gesättigten Dampf vom Volumen $v' = v_1 = 0 \cdot 896$, also von der absoluten Temperatur 393·45 zu machen, müssten wir Wärme zuführen, und zwar so viel, als 1 Kil. Dampf benöthigt, um bei constantem Volumen von 301·35 auf 393·45, d. i. um $92^0 \cdot 1$ erwärmt zu werden. Hierzu wären gemäss (41) erforderlich

$$92 \cdot 1 \, \mathfrak{C} = 92 \cdot 1 \, . \, 0 \cdot 271 = 25 \cdot 0 \text{ Wärmeeinheiten.}$$

Wir erhielten dann eine im Verhältniss

$$\frac{393 \cdot 45}{301 \cdot 35} = 1 \cdot 3056$$

erhöhte Spannung, somit wirklich die Sättigungsspannung

$$1 \cdot 3056 \times 1 \cdot 5318 = 2 \text{ Atmosphären.}$$

Entziehen wir nun diesem gesättigten Dampf wieder die zugeführten 25 Wärmeeinheiten, so wird sich eine Dampfmenge $= x$ Kil. condensiren, und Wasser von $120 \cdot 6^0$ bilden. Da diese Condensation nicht unter constantem Druck, sondern unter constantem Volumen stattfindet, so ist zur Berechnung der frei werdenden Condensationswärme nicht die Clausius'sche Formel (45), sondern die Zeuner'sche Formel (56) für die innere latente Wärme ϱ anzuwenden.

Nach derselben ist für $t = 120 \cdot 6$:

$$\varrho = 480 \text{ Wärmeeinheiten,}$$

also ist zum Freiwerden von 25 Wärmeeinheiten die Condensation von $x = \frac{25}{480} = 0 \cdot 052$ Kil. Dampf erforderlich.*) Es bleiben also nur

$$1 - x = 0 \cdot 948 \text{ Kil.}$$

in dem Volumen $v' = 0 \cdot 896$ in Dampfform zurück, also ist das specifische Gewicht des verbleibenden Dampfes

$$\sigma' = \frac{1 - x}{v'} \quad \ldots \ldots \quad (70)$$

$$= \frac{0 \cdot 948}{0 \cdot 896} = 1 \cdot 058$$

*) Nach Zeuner's Wärmetheorie S. 118 Formel (136) ist $x = \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2}$ worin ϱ den in (56) angeführten Werth hat, und die Stellenzeiger 1 und 2 sich auf Anfangs- und Endzustand beziehen. Nach unserer Bezeichnung fände man mit der Näherungsformel für ϱ

$$x = \frac{0 \cdot 7882\,(t - t')}{575 \cdot 03 - 0 \cdot 7882\,t'} = \frac{t - t'}{730 - t'}.$$

Da muss man also t' schon kennen, um x zu berechnen. Setzt man $t = 152$, $t' = 119$, so folgt $x = \frac{33}{641} = 0 \cdot 054$ statt des oben gefundenen Werthes $x = 0 \cdot 052$. Beide Werthe sind eben nur Näherungswerthe.

Gesättigter Dampf vom specifischen Gewicht 1·058 hat jedoch nach der Dampftabelle nur eine wahre Spannung von

$$p' = 1{\cdot}89 \text{ Atm.}$$

und eine wahre Temperatur von

$$t' = 119^0, \qquad T' = 392^0.$$

Bei der Expansion von 1 Kil. gesättigten Dampf von 5 Atmosphären auf jenes Volumen, welches 1 Kil. gesättigter Dampf von 2 Atm. einnimmt, erhält man also nur 0·948 Kil. Dampf von 1·89 Atm. und 0·052 Kil. Wasser von 119⁰ Temperatur.

Diese wahre Endtemperatur t', hier $= 119^0$, lässt sich wie ich im „Beitrag" Seite 46 gezeigt habe, näherungsweise aus folgender empirischen Formel bestimmen:

$$T' = (1 - \mathfrak{C})\, T + \mathfrak{C}\, T_1 = 0{\cdot}729\; T + 0{\cdot}271\; T_1 \quad . \;\; . \;\; . \quad (71)$$

So fanden wir z. B. in vorliegendem Falle:

$$T = 425{\cdot}07, \quad T_1 = 301{\cdot}35, \text{ also}$$

$$T' = 309{\cdot}88 + 81{\cdot}66 = 391{\cdot}54$$

folglich $\quad t' = T' - 272{\cdot}85 = 118{\cdot}7^0.$

Ich gelangte zu der (71) auf einem ganz eigenthümlichen, in dem „Beitrag" dargelegten Weg, nämlich durch Nachforschung nach der Ursache des auffallenden Thatbestandes, dass die auf grellen Irrthümern erbaute „Theorie der Dampfmaschinen" des Herrn Dr. Zernikow zu einem ganz gut brauchbaren Endergebniss führte. (Vergl. den nächsten §.)

Führt man in (71) statt T_1 seinen Werth aus (62) ein, und beachtet, dass die einer Dampfmenge von G Kil. dargebotenen Volumen $V\; V_1$ sich verhalten, wie die keine Condensation supponirenden Volumen $v\; v_1$ der (62), so erhält man:

$$T' = T\left[1 - \mathfrak{C} + \mathfrak{C}\left(\frac{V}{V_1}\right)^{0{\cdot}41}\right] \quad . \;\; . \;\; . \;\; . \quad (72)$$

Hierin bedeutet:

$\mathfrak{C} = 0{\cdot}271$ die rationelle Wärmecapacität des Wasserdampfes,

T die absolute von $- 273^0$ C. an gezählte Temperatur einer beliebigen gesättigten, nicht mit Wasser in Berührung befindlichen Dampfmenge vom Volumen V,

T' die absolute Endtemperatur, welche jener Dampf nach langsamer Expansion in einem wärmedichten Gefäss besitzt, wenn

das schliesslich dargebotene mit gesättigtem Dampf und etwas Condensations-Wasser erfüllte Volumen $= V_1$ ist.

Wir betrachten die Gleichung (72) keineswegs als eine theoretische, sondern nur als eine empirische Regel, welche innerhalb der Grenzen unserer Kenntniss über den Wasserdampf die Thatsachen gut darzustellen vermag,

Wir sind übrigens nicht genöthigt, von dieser Gleichung einen Gebrauch zu machen.

§. 23.

Die Expansionswirkung des Wasserdampfes. Arbeit zur Compression desselben.

Der am Schluss des §. 21 ausgesprochene Gedanke, dass nämlich die Condensation bei der Expansion gerade nur in dem Mass stattfindet, wie es erforderlich ist, um aus dem nach den Poisson'schen Formeln berechneten idealen Zustand des Dampfes einen wirklichen zu machen, dieser Gedanke, der im §. 22 noch durch ein Beispiel erläutert wurde, in welchem ersichtlich ist, dass die 25 Wärmeeinheiten, welche zu der Erwärmung des unterhitzten Dampfes erforderlich sind, gerade durch die theilweise Condensation frei werden, — dieser Gedanke ist es, den man angreifen muss, um die nachfolgende Theorie der Dampfmaschinen in erheblicher Weise zu entwerthen, denn etwaige Aenderungen in dem Werth von $\mathfrak{C}$ können nicht als principiell wesentlich angesehen werden, und die sonstige Durchführung dürfte in ihrer Wesenheit auch nicht beanstandet werden können; aber die hier dargelegte Vorstellung über die Condensation durch Expansion, bildet, wie man sogleich sehen wird, die eigentliche Grundlage meiner Dampfmaschinentheorie, und ist wohl nur eine Hypothese, aber wie ich glaube, eine naturgemässe, deren directe Bestätigung zu erwarten steht.

Verhält sich die Sache so, wie oben dargestellt wurde, ist der Vorgang der Condensation durch Expansion ein rein innerer Vorgang, findet bei demselben nur eine andere Vertheilung der Wärme in dem sich expandirenden Körper statt, so hat dieser innere Vorgang nicht den mindesten Einfluss auf die

bei der Expansion nach Aussen abgegebene Arbeit, und die Expansionswirkung nach Aussen ist genau so gross, wie sie wäre, wenn jener innere Vorgang der Condensation nicht stattgefunden hätte, sondern der sich expandirende Dampf vollkommen in Gasgestalt, und somit dem Poisson'schen Gesetz unterworfen, geblieben wäre.

Für die Berechnung der Expansionswirkung haben wir also auf jene theilweise Condensation gar keine Rücksicht zu nehmen, und uns einfach so zu benehmen, als wäre der Dampf ein permanentes Gas.

Für ein solches ist aber die Expansionswirkung von 1 Kil. leicht zu berechnen. Das Element derselben ist natürlich

$$d\,W = p\,d\,v$$

somit nach (58)

$$d\,W = -\,k\,\mathfrak{C}\,d\,T$$

folglich

$$W = -\,k\,\mathfrak{C}\int_{T}^{T_1} d\,T$$

wenn T die absolute Anfangs- und T_1 die absolute (ideale) Endtemperatur ist, also

$$W = k\,\mathfrak{C}\,(T - T_1) \qquad \ldots\ldots \quad (73)$$

und da nach (62)

$$T_1 = T\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} = T\left(\frac{v}{v_1}\right)^{0{\cdot}41}$$

ist, und ferner

$$\frac{v_1}{v} = \varepsilon \qquad \ldots\ldots \quad (74)$$

der wahre Expansionsgrad, nämlich das Verhältniss des schliesslich dargebotenen Volumens zum Anfangsvolumen ist, so hat man auch

$$T_1 = T\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}$$

$$W = k\,\mathfrak{C}\,T\left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] \qquad \ldots\ldots \quad (75)$$

oder wegen $k = 423.54,\quad \mathfrak{C} = 0{\cdot}271$

$T = 273 + t$ auch

$$W = 114{\cdot}7\,(273 + t)\left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] \quad \ldots \quad (76)$$

Diese Gleichung gibt uns nun die in Kilogramm-Metern ausgedrückte Wirkung, welche ein Kilogramm gesättigter oder auch überhitzter Dampf von t^0 Cels. Anfangstemperatur bei langsamer Expansion auf das εfache Anfangsvolumen in einem wärmedichten Gefäss nach Aussen abgibt, und auf diese, im „Beitrag" S. 44 abgeleitete Gleichung, wird hier die Theorie der Dampfmaschinen basirt.

Wir machen also nur allein die Hypothese, dass der Vorgang der Condensation bei langsamer Expansion ein rein innerer Vorgang sei, der auf die nach Aussen in Gestalt von Arbeit abgesetzte Wärmemenge ohne Einfluss ist.

Es wäre allerdings möglich, die Theorie der Dampfmaschinen auf eine andere Hypothese zu stützen.

Ziehen wir nämlich den in (73) erscheinenden Werth

$$\mathfrak{C}\,(T - T_1)$$

aus der empirischen Formel (71), so finden wir

$$\mathfrak{C}\,(T - T_1) = T - T'$$

also $$W = k\,(T - T') = 424\,(t - t') \quad \ldots\ldots \quad (77)$$

Das heisst in Worten ausgedrückt:

Die bei der Expansion von 1 Kil. Dampf von t^0 Cels. entwickelte Arbeit ist äquivalent mit der Wärmemenge $= t - t'$ Wärmeeinheiten, welche ein Kilogr. tropfbar flüssiges Wasser abgeben würde, wenn es sich von der anfänglichen Temperatur t auf die wahre Endtemperatur t' abkühlen würde.*)

Dieser Satz erlaubt möglicher Weise auch seine Ausdehnung auf andere Dämpfe, möglicher Weise ist es aber reiner Zufall, dass er, so weit Beobachtungen vorliegen, beim Wasserdampf als richtig angenommen werden muss.

Dem Umstand, dass die unrichtige Theorie Zernikow's durch zufällige beiläufige Compensirung der Fehler auf die annähernd richtige Formel**)

$$W = 471\,(t - t') \text{ Kilogramm-Meter}$$
$$= 1502\,(t - t') \text{ Fusspfund preussisch}$$

*) „Beitrag" Seite 47.

**) „Theorie der Dampfmaschinen" von Dr. Zernikow. Seite 101.

führte, ist es zuzuschreiben, dass Zernikow's Berechnungen mit den Erfahrungen ganz gut stimmen.

Zeuner's „Wärmetheorie" führt Seite 118, Formel (138) ebenfalls zu dem vorstehend formulirten Satz, nur setzt Zeuner die specifische Wärme des Wassers für mittlere Temperaturen nicht $= 1$, sondern er setzt dieselbe gleich

$$c = 1{\cdot}0224 \qquad \ldots \ldots (78)$$

und schreibt daher:

$$W = k\,c\,(t - t') = 433\,(t - t') \qquad \ldots \ldots (79)$$

Auch bei Zeuner ist dieses Resultat nur ein empirisches, dadurch entstanden, dass statt der logarithmischen Formel (126) Seite 114 a. a. O. eine rein auf dem Versuchsweg gefundene algebraische Formel (132) Seite 117 eingeführt wird, die dann zu jenem merkwürdigen Resultat führt.

Da jedoch die durch Gleichung (77) oder (79) ausgedrückte Hypothese jedenfalls viel gewagter erscheint, als die der (76) zu Grund liegende, und da überdiess letztere Formel für die Anwendung bequemer ist, weil sie nichts enthält als die Anfangstemperatur t und den wahren Expansionsgrad ε, welche beiden Grössen direct als gegeben anzusehen sind, so machen wir von den Formeln (77) oder (79), in welchen die nicht direct gegebene wahre Endtemperatur t' erscheint, keinen Gebrauch.

Was nun endlich die Arbeit anbelangt, welche erforderlich ist, um 1 Kil. Dampf von t^0 in einem wärmedichten Gefäss auf das ε fache Volumen zu comprimiren, so finden wir wie bei (73)

$$W = -\,k\,\mathfrak{G}\int_T^{T_1} d\,T = -\,k\,\mathfrak{G}\,(T_1 - T)$$

als die nach Aussen abgegebene, und folglich

$$W = k\,\mathfrak{G}\,(T_1 - T)$$

als die durch eine äussere Kraft zu verrichtende Arbeit pr. 1 Kil., also wegen

$$T_1 = T\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} = T\,(\varepsilon)^{0{\cdot}41}$$

$$\left.\begin{aligned} W &= k\,\mathfrak{G}\,T\left[\varepsilon^{0{\cdot}41} - 1\right] \\ &= 114{\cdot}7\,(273 + t)\left[\varepsilon^{0{\cdot}41} - 1\right] \end{aligned}\right\} \qquad \ldots \ldots (80)$$

Wir benöthigen die Kenntniss derselben, um bei den Dampfmaschinen die hinderliche Wirkung in der Compressionsperiode berechnen zu können.

Somit haben wir unseren theoretischen Apparat beisammen, der im Ganzen genommen, wohl sehr einfach ist. Er beschränkt sich grundsätzlich nur auf den Satz der Aequivalenz von Arbeit und Wärme, auf die Gültigkeit des Poisson'schen Gesetzes für permanente Gase, auf die annähernde Gültigkeit des mit dem Poisson'schen Gesetz in Verbindung gebrachten combinirten Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes für Dämpfe und auf die Hypothese, dass die Condensation auf die äussere Arbeit keinen Einfluss hat.

Letztere angenommen kann eine Ungenauigkeit nur in dem in §. 17 auf

$$\mathfrak{C} = 0{\cdot}271$$

bestimmten Werth der rationellen Wärmecapacität des Wasserdampfes, und in der Anwendung des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes gefunden werden. Berichtigungen in diesen beiden Beziehungen werden aber mehr theoretisches Interesse besitzen; für die Anwendung der Theorie auf die Praxis werden diese Berichtigungen nicht von Bedeutung sein, weil man sich in dieser Anwendung unvermeidlich noch weiterer Vernachlässigungen schuldig machen muss, die von ungleich erheblicherem Einfluss sind, als die oben berührten.

Zweiter Abschnitt.

Theorie der doppeltwirkenden Dampfmaschinen.

§. 24.

Leitende Grundsätze.

Die Theorie einer jeden Maschine, also auch die der Dampfmaschine, zerfällt von dem Gesichtspunkte des praktischen Nutzens in zwei Theile:

1) In die möglichst genaue theoretische Bestimmung des Zusammenhangs zwischen der Nutzleistung, der Geschwindigkeit im Beharrungszustand, und den in allgemeiner Form gegebenen Dimensionen der Maschine.

2) In die auf die theoretische Untersuchung gestützte Näherungsberechnung zur Ermittlung aller wesentlichen Elemente einer erst zu erbauenden Maschine von gegebener Kraft, mittelst möglichst einfacher Formeln, oder höchstens mit Zuhilfenahme kleiner Tabellen.

Wir werden daher auch hier damit beginnen, den Nutzeffect einer gewöhnlichen doppeltwirkenden Maschine mit oder ohne Condensation während eines einfachen Kolbenschubes zu ermitteln, und stützen uns hierbei auf die nachfolgenden vom Grafen de Pambour aufgestellten unzweifelhaft richtigen Principien:

1. Im Beharrungszustand ist der Dampfverbrauch gleich der Dampferzeugung.
2. Im Beharrungszustand ist der nützliche mittlere Druck auf die Hinterfläche des Kolbens gleich der Summe der auf den Kolben reducirten mittleren nützlichen und schädlichen Widerstände, und es ist also auch bei gegebener Einrichtung der

Maschine die Spannung des Dampfes in der Volldruckperiode im Cylinder nur allein abhängig von den Widerständen, aber gänzlich unabhängig von der Kesselspannung. Bei beliebig veränderter Geschwindigkeit ändert sich die Cylinderspannung nur dann, wenn in dem neuen Beharrungszustand die Widerstände in Summe grösser oder kleiner geworden sind als früher.

3. Die Kesselspannung im Beharrungszustand hingegen hängt ab:

a) Von jener durch die Widerstände bedingten Spannung im Cylinder, indem die Kesselspannung immer grösser sein muss als die Cylinderspannung in der Volldruckperiode.

b) Von der Geschwindigkeit, mit welcher die Maschine geht. Denn sind z. B. im Beharrungszustand *B* bei doppelter Geschwindigkeit die Widerstände und somit die Cylinderspannung so gross wie in einem früheren Beharrungszustand *A*, so hat der in den Cylinder getretene Dampf im Zustand *B* dieselbe Dichte wie im Zustand *A*, folglich wird im Zustand *B* dem Gewichte nach doppelt so viel pr. Secunde verbraucht wie im Zustand *A*; folglich wird im Beharrungszustand auch doppelt so viel erzeugt, folglich muss durch die von der Drosselklappe gebildete Ausströmungsöffnung nach der Dampfkammer hin die doppelte Menge abfliessen wie früher, und folglich muss die Dampfspannung hinter der Drosselklappe, also auf der Kesselseite beträchtlich grösser sein als früher.

Aber nur bei gleichem Widerstand und gleicher Klappenstellung ist die Kesselspannung im Beharrungszustand desto grösser, je grösser die Geschwindigkeit ist.

Es ist diess durchaus nicht zu verwechseln mit der nothwendigen Abnahme der Kesselspannung, welche eintreten muss, wenn bei gleichbleibender Heizung und gleicher Klappenstellung die Maschine theilweise entlastet, und auf diese Weise in einen rascheren Beharrungszustand gebracht wird.

In diesem Fall wird wegen gleicher Heizung das gleiche Dampfquantum dem Gewichte nach erzeugt wie früher, derselbe nimmt aber in dem neuen Beharrungszustand *B* ein grösseres Volumen im Cylinder ein, hat also geringere Dichte, entsprechend

der kleiner gewordenen Belastung. Da aber trotz der geringeren Dichte in der Dampfkammer doch nur das gleiche Dampfquantum aus dem Kessel durch die Oeffnung der Drosselklappe in die Dampfkammer fliessen soll, so muss die Kesselspannung in dem neuen Beharrungszustand nothwendig kleiner sein als in dem früheren.

Wenn also die Dampferzeugung gleich bleibt, oder kleiner ist, so ist die Kesselspannung bei grösserer Geschwindigkeit kleiner, nur wenn die Dampferzeugung bei grösserer Geschwindigkeit auch entsprechend grösser ist, also stärker geheizt wird, so ist die Kesselspannung grösser. Sie hängt also nicht sowohl von der Geschwindigkeit als vielmehr von der im Beharrungszustand pr. Sec. zu erzeugenden Dampfmenge ab.

Weiters hängt die Kesselspannung ab:

c) Von der Stellung der Drosselklappe oder des Regulirungsventils. Ist die Klappe ganz geöffnet, so ist die Kesselspannung nur um jenen Betrag höher, welcher erforderlich ist, um die Widerstände in der Dampfleitung, Dampfkammer, und den Dampfkanälen bis zum Cylinder hin zu überwältigen. Ist die Klappe aber stark gedrosselt, so ist die absolute Kesselspannung noch um den Verengungswiderstand der Klappe grösser, nämlich um jenen Betrag, der erforderlich ist, um die grosse Geschwindigkeit im Querschnitt der Klappe oder des Ventils zu erzeugen. Dieser Verengungswiderstand ist hier nicht schädlich, sondern es ist sogar vortheilhaft, dass gleich vor der engen Ausflussöffnung die lebendige Kraft durch Wirbelbildung als solche verloren und in Wärme über geht, denn wir erzielen dadurch einen trockenen, ja möglicherweise sogar einen überhitzten Dampf. Man muss nur immer von dem Grundsatz ausgehen, dass die Cylinderspannung das Gegebene ist, und dass nichts daran liegt, wenn die Kesselspannung um $1^1/_2$ bis 2 Atmosphären höher und die Klappenstellung eng gehalten wird, denn Dampf von 5 Atmosphären ist nur um 18° wärmer als Dampf von 3 Atmosphären und braucht zu seiner Bildung nach Formel (42) nur um $5^1/_2$ Wärmeeinheiten pr. Kilogramm mehr, was im Vergleich zu den 650 latenten Wärmeeinheiten nicht einmal 1% beträgt. Die enge Klappenstellung bedingt zwar etwas

stärkere Kessel, erleichtert aber den Betrieb der Maschine und des Kessels ungemein.

Factisch ist je nach der Stellung der Klappe die absolute Kesselspannung = $1^1/_4$, $1^1/_2$, 2 bis sogar 3 mal so gross als die bei demselben Widerstand immer gleich bleibende Cylinderspannung. Als Regel darf man die absolute Kesselspannung um $^1/_3$ bis $^1/_2$ der Cylinderspannung grösser annehmen, oder umgekehrt, wenn man von der Kesselspannung ausgehen will, die Cylinderspannung = $^3/_4$ bis $^2/_3$ der absoluten Kesselspannung setzen. Gewöhnlich versteht man unter dem Wort „Kesselspannung" die relative Spannung, nach Abschlag des atmosphärischen Drucks. Ist z. B. die „Kesselspannung" am Manometer mit 4 Atmosphären angezeigt, so hat der Dampf im Kessel 5 Atmosphären und der im Cylinder wird dann etwa $^3/_4.5 = 3{\cdot}75$ Atmosphären betragen.

d) Hängt die Kesselspannung von der Grösse des Dampfkessels, insbesondere des Dampfraums im Kessel ab. Ist der Kessel im Verhältniss zum Dampfbedarf der Maschine reichlich bemessen, wird sein Verdampfungsvermögen nicht forcirt, so wird eine nicht vollkommen regelmässige Heizung nicht alsbald merklich nachtheilig für den Beharrungszustand der Maschine sein, wenn auch die Klappe fast ganz offen ist, weil bei grossem Dampfraum die Kesselspannung wenig variirt.

Ist aber der Kessel klein, besonders, wie bei den Henschel'schen Kesseln, der Dampfraum desselben, so muss man seinen Fassungsraum künstlich erhöhen durch enge Stellung der Drosselklappe und hohe Kesselspannung, denn die Dampfdichte, und somit die angesammelte Dampfmenge, ist beiläufig der Spannung proportional. Je höher also diese, desto mehr Dampf im gleichen Volumen, desto geringer der Einfluss unregelmässiger Heizung.

e) Von der Veränderlichkeit des nützlichen Widerstandes.

Hat man periodisch etwa viel grösseren Widerstand, als gewöhnlich zu überwinden, so stellt man das Regulirungsventil m normalen Zustand sehr eng, und hält die Kesselspannung

hoch. Ein Erweitern der Ventilöffnung genügt dann, um sofort den grösseren Widerstand zu überwinden.

Diess wäre z. B. bei Walzwerksmaschinen zu berüksichtigen, und in allen Fällen, wo Reservekraft für Ausnahmsfälle wünschenswerth ist. Der ausgedehnteste Gebrauch von diesem Hilfsmittel der hohen Kesselspannung wird bei dem Locomotivbetrieb in coupirtem Terrain gemacht. Dort stellt man den die Drosselklappe vertretenden Regulirungsschieber, den sogenannten Regulator, auf horizontalen Strecken sehr eng, und heizt tüchtig, um im Kessel einen Vorrath von hochgespanntem Dampf zu erzielen. Kommt man nun auf die Rampe, so stellt man das Heizen ganz ein, um dem durch das Blasrohr abziehenden Vorderdampf nicht den Widerstand des Nachsaugens des Rauchs aufzubürden, und öffnet den Regulator mehr und mehr, wodurch es möglich wird, die Rampe mit der gleichen Geschwindigkeit wie die horizontale Strecke zu befahren. Der grosse Dampfverbrauch beim Hinauffahren über die Rampe wird auf der nächsten horizontalen Strecke durch forcirtes Heizen bei eng gestelltem Regulator und eng gestelltem (scharfen Zug bewirkenden) Blasrohr wieder eingebracht.

f) Endlich hängt die Kesselspannung natürlich von der gestatteten Belastung der Sicherheitsventile ab.

Zeigt sich nämlich, dass man sich bei der gewählten Klappenstellung beständigen Dampfverlusten durch häufige Hebung der Sicherheitsventile aussetzt, so bleibt nichts übrig, als mit weiter geöffneter Klappe und kleinerer Kesselspannung zu arbeiten.

Zu diesen Grundsätzen muss noch hinzugefügt werden:

4. Die Beharrungsgeschwindigkeit ist unter allen Umständen so klein, dass man die Bewegung im Sinne des §. 20 als langsam betrachten kann, so nämlich, dass alle im Cylinder auf derselben Seite des Kolbens befindlichen Dampftheilchen in jeder Phase der Bewegung unter sich gleich grosse Spannung und Temperatur besitzen. — Sonst wäre eine Berechnung gar nicht möglich.

5. Der Cylinder ist so wohl eingehüllt, dass er im Beharrungszustand als wärmedicht angesehen werden darf.

§. 25.

Berechnung der Nutzwirkung.

Die Nutzwirkung während eines einfachen Kolbenschubes ist gleich der Differenz der förderlichen und hinderlichen Wirkungen.

Förderliche Wirkungen sind:

a) Die Wirkung W_1 des Volldruckdampfes vom Beginn der Bewegung des Kolbens bis zum Beginn der Expansion.

b) Die Expansionswirkung W_2 vom Abschlusse des wirksamen Hinterdampfes bis zum Beginn der Ausströmung desselben.

c) Die Nachwirkung W_3 des noch im Sinne der Bewegung wirkenden Hinterdampfes, während er bereits aus dem Cylinder in die Atmosphäre oder in den Condensator ausströmt.

Hinderliche Wirkungen sind, mit Ausschluss der bezweckten Nutzwirkung:

d) Die Vorderdampfwirkung W_4 vom Beginn des Kolbenschubes bis zum Eintritt der Compressionsperiode, nämlich bis zur Absperrung des bisher im Entweichen begriffenen Vorderdampfes.

e) Die Compressionswirkung W_5 vom Beginn der Compression bis zum Beginn der Gegendampfperiode, oder der Herstellung der Communication zwischen der Vorderseite des Kolbens und dem Kessel.

f) Die Gegendampfwirkung W_6 während der letzten Periode des Kolbenschubes.

g) Die Leistung W_7 der schädlichen Widerstände sämmtlicher Maschinenbestandtheile, nämlich der Reibungen und der Widerstände des Dampfes in den Dampfkanälen. Wir wollen sie die Widerstandswirkung heissen.

Würde man alle diese Wirkungen von W_1 bis W_7 kennen, so ergäbe sich die Nutzwirkung W aus der im Beharrungszustand bestehenden Gleichung:

$$W_1 + W_2 + W_3 = W + W_4 + W_5 + W_6 + W_7$$

$$W = (W_1 + W_2 + W_3) - (W_4 + W_5 + W_6 + W_7) \quad . (81)$$

Um nun die einzelnen Grössen W_1 bis W_7 zu berechnen,

sei, gleichgültig ob die Maschine mit oder ohne Condensation arbeitet:

p_1 die mittlere absolute Spannung des Volldruckdampfes im Cylinder, ausgedrückt in Atmosphären, also $\mathfrak{A}p_1 = 10334\, p_1$ dieselbe Spannung in Kilogrammen pr. Quadr.-Meter.

Die wahre Spannung in der Volldruckperiode ist nicht constant, sondern bleibt nur Anfangs nahe constant, wo die Geschwindigkeit noch gering ist, und die Dampfeinströmungsöffnung noch in der Erweiterung begriffen ist. Sobald aber die Geschwindigkeit des Kolbens grösser, und die Dampfeinströmungsöffnung (am Vertheilungs- oder am Expansionsschieber) gleichzeitig allmälig kleiner wird, so sinkt natürlich die Spannung im Cylinder, weil die Menge des z. B. in 0·01 Secunde eintretenden Dampfes dem Einströmungsquerschnitt ungefähr proportional, also in der Abnahme begriffen ist, während die in 0·01 Secunde vom Kolben zurückgelegten Volumina im Zunehmen begriffen sind. Wir unterscheiden daher von p_1 die Spannung

p_2 als wirkliche Hinterdampfspannung in Atmosphären bei Beginn der Expansion;

p_3 sei im gleichen Sinn die mittlere Spannung des hinter dem Kolben befindlichen Dampfes während seiner Ausströmung gegen Ende des Schubes, also in der Periode der Nachwirkung;

p_4 die mittlere Spannung des vor dem Kolben befindlichen ausströmenden Dampfes, während der Periode der Vorderdampfwirkung bis zum Beginn der Compression;

p_5 aber die wahre Vorderdampfspannung bei Beginn der Compression, also p_5 etwas grösser als p_4, weil sich die Vorderdampfspannung bei allmäliger Verengung der Ausflussöffnung etwas erhöht; endlich

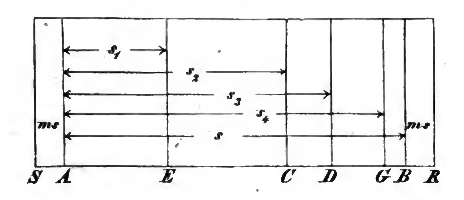
p_6 die durch die Compression des Vorderdampfes entstehende und bei Beginn des Gegendampfes vorhandene Spannung in Atmosphären;

σ_1 bis σ_6 die diesen Spannungen und zugehörigen wirklichen absoluten Temperaturen T' entsprechenden specifischen Gewichte, nämlich die Gewichte von 1 Kubik-Meter in Kilogr.

p_7 sei die den Widerständen, und

p_n die der Nutzarbeit entsprechende Spannung in Atmosphären;
p_m die mittlere Spannung des Hinterdampfes während des ganzen Kolbenschubes;
p_v die mittlere Spannung des Vorderdampfes während des ganzen Kolbenschubes.
O die in Quadratmetern ausgedrückte wirksame Kolbenfläche, d. h. die Kolbenfläche nach Abzug des Querschnitts a der Kolbenstange, wenn dieselbe beiderseits durch die Deckel des Cylinders durchgeht, und des halben Querschnitts der Kolbenstange, wenn dieselbe bloss einseitig ist;
$D = \sqrt{\frac{4}{\pi}(O + a)}$ oder $= \sqrt{\frac{4}{\pi}\left(O + \frac{a}{2}\right)}$ der Kolbendurchmesser und
s der Kolbenschub in Metern;
mO der sogenannte schädliche Raum, bestehend aus dem Spielraum zwischen Cylinderdeckel und Kolbenfläche vom Anfange des Hubs, und aus dem Raum des Dampfkanals. Derselbe wird auf beiden Seiten gleich angenommen, und in der Regel wird der Coëfficient $m = 0{\cdot}05$ gesetzt;
s_1 die Länge des Kolbenwegs während des Volldrucks bis zu Beginn der Expansion,
s_2 der Weg der vorderen Kolbenfläche von ihrer Anfangslage an gezählt, bis Beginn der Compression (Absperrung des austretenden Vorderdampfes)
s_3 der Weg der hinteren Kolbenfläche von ihrer Anfangslage bis Beginn der Dampfausströmung auf der wirksamen Hinterseite,
s_4 der Weg der vordern Kolbenfläche von ihrer Anfangslage bis Beginn der Gegendampfperiode. Fig. 5 versinn-

Fig. 5.



licht die mit s bezeichneten Grössen. Die Kolbendicke denke man sich an der Stelle, wo der Kolben eben steht, eingeschaltet.

$AS = BR$ sind die Repräsentanten der schädlichen Räume; in den Kolbenpositionen E, C, D, G, beginnt Expansion, Compression, Dampfausströmung, Gegendampf. Der wahre Expansionsgrad ist demnach keineswegs $= \frac{s}{s_1}$, sondern er ist, da die Expansion in der Position E beginnt, und in der Position D endet:

$$\varepsilon = \frac{SD}{SE} = \frac{s_3 + ms}{s_1 + ms} \quad \ldots \quad (82)$$

desgleichen ist das wahre Compressionsverhältniss

$$\varepsilon' = \frac{CR}{GR} = \frac{CB + BR}{GB + BR}$$

$$\varepsilon' = \frac{s - s_2 + ms}{s - s_4 + ms} \quad \ldots \quad (83)$$

Ferner sei

S_1 die nach dem Ende der Volldruck- oder bei Beginn der Expansionswirkung hinter dem Kolben vorhandene Dampfmenge in Kil.

S_2 die bei Beginn der Compression vor dem Kolben vorhandene Dampfmenge in Kil.

S die pr. Secunde verbrauchte Speisewassermenge in Kil.

n die Zahl der Kolbenspiele oder Kurbelumdrehungen pr. Min.

c die mittlere Kolbengeschwindigkeit in Metern, also

$$60\,c = n \cdot 2\,s \text{ oder}$$

$$\left.\begin{aligned} c &= \frac{ns}{30} \\ n &= \frac{30\,c}{s} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (84)$$

E der Effect der Maschine pr. Sec. in Kilogramm-Metern.

$N = \frac{E}{75}$ die Stärke derselben in Pferdekräften.

Nach dieser Vorbereitung finden wir:

Die Wirkung W_1 des Volldruckdampfes gleich dem Druck $\mathfrak{A} O p_1$ auf die Kolbenfläche, multiplicirt mit dem Weg s_1, also

$$W_1 = \mathfrak{A} O\, p_1\, s_1 \quad \ldots \quad (85)$$

Die hierbei verbrauchte Dampfmenge

$$S_1 = O\,(s_1 + ms)\,\sigma_2 \qquad . \;.\; . \quad (86)$$

Die von dem Dampfgewicht S_1 producirte **Expansionswirkung** von E (Fig. 5) bis D, nach (76)

$$W_2 = 114{\cdot}7\; T_2 \left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] S_1$$

$$= 114{\cdot}7\; O\,(s_1 + ms)\,\sigma_2\, T_2 \left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right]$$

Hierin bedeutet T_2 die absolute Temperatur des zur Expansion gelangenden Dampfes bei Beginn derselben, wo die Spannung p_2 und das specifische Gewicht σ_2 ist; wir haben somit im Sinne der Gleichung (27)

$$\sigma_2\, T_2 = \frac{\mathfrak{A}\, p_2}{47{\cdot}06}$$

mithin

$$W_2 = 2{\cdot}44\; \mathfrak{A}\; O\; p_2\,(s_1 + ms) \left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] \quad . \;. \quad (87)$$

Die hier erscheinende Zahl 2·44 ist, wie aus dem Vergleich der Gleichungen

$$k\,\mathfrak{G} = 114{\cdot}7 \qquad . \;.\; . \;. \quad \text{nach } (76)$$

$$\frac{pv}{T} = \frac{\mathfrak{A}\alpha}{\sigma_0} = 47{\cdot}06 \qquad . \;.\; . \quad (27)$$

$$\frac{\mathfrak{A}\alpha}{\sigma_0} = k\,(\mathfrak{G}' - \mathfrak{G}) \qquad . \;.\; . \;. \quad (34)$$

und

$$\varkappa = \frac{\mathfrak{G}'}{\mathfrak{G}} \qquad . \;.\; . \;. \quad (59)$$

hervorgeht, nichts Anderes als die uns von (69) her bekannte Zahl

$$\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{G}' - \mathfrak{G}} = \frac{1}{\varkappa - 1} = 2{\cdot}44$$

Die **Nachwirkung** von D (Fig. 5) bis B ist:

$$W_3 = \mathfrak{A}\; O\; p_3\,(s - s_3) \qquad . \;.\; . \quad (88)$$

Die **Vorderdampfwirkung** von A bis C

$$W_4 = \mathfrak{A}\; O\; p_4\, s_2 \qquad . \;.\; . \quad (89)$$

Die bei Beginn der Compression vor dem Kolben eingeschlossene Dampfmenge ist:

$$S_2 = O\,(s + m\,s - s_2)\,\sigma_5 \qquad . \;.\; . \quad (90)$$

folglich die **Compressionswirkung** W_5 von C (Fig. 5) bis G nach (80)

$$W_5 = 114{\cdot}7\ O\,(s + ms - s_2)\,\sigma_5\,T_5\left[(\varepsilon')^{0{\cdot}41} - 1\right]$$

und wegen

$$\sigma_5\,T_5 = \frac{\mathfrak{A}\,p_5}{47{\cdot}06}$$

$$W_5 = 2{\cdot}44\,\mathfrak{A}\,O\,p_5\,(s + ms - s_2)\left[(\varepsilon')^{0{\cdot}41} - 1\right] \quad . \quad (91)$$

Die **Gegendampfwirkung** W_6 von G bis B kann unbedenklich veranschlagt werden auf

$$W_6 = \mathfrak{A}\,O\,p_6\,(s - s_4)$$

weil bei guter Construction der schädliche Raum nicht so gross ist, dass p_6 erheblich kleiner wäre, als die Spannung in der Dampfkammer, aber der **schädliche Raum auch nicht so klein sein darf**, dass p_6 erheblich grösser ausfiele, als die Spannung in der Dampfkammer, indem sonst ein Lüften des Schiebers zu besorgen wäre. Eine gewisse Grösse des „schädlichen" Raumes ist also nicht schädlich, sondern unbedingt nothwendig, ja derselbe dürfte gar häufig wirklich etwas zu klein gehalten sein, so, dass bei Beginn der Gegendampfperiode nicht Dampf in den Cylinder, sondern Dampf aus dem Cylinder in die Dampfkammer tritt.

Wir dürfen um so mehr die Spannung während der Gegendampfperiode als constant $= p_6$ ansehen, als der Weg $(s - s_4)$ immer nur klein ist, also ein Fehler in der Spannung den Werth der Wirkung W_6 nicht sehr beeinflusst.

Es berechnet sich aber p_6 aus p_5 nach Formel (67)

$$p_6 = p_5\,(\varepsilon')^{\varkappa} = p_5\,(\varepsilon')^{1{\cdot}41}$$

also ist

$$W_6 = \mathfrak{A}\,O\,p_5\,(\varepsilon')^{1{\cdot}41}\,(s - s_4) \quad . \quad . \quad . \quad (92)$$

Die **Widerstandsarbeit** W_7 kann dargestellt werden durch

$$W_7 = \mathfrak{A}\,O\,p_7\,s$$

Die Widerstandsspannung p_7 ergibt sich nach **Redtenbacher** näherungsweise gleich dem Ueberschuss der mittleren Vorderdampfspannung beim **Leergang** der Maschine mit der gleichen Beharrungsgeschwindigkeit, die bei dem arbeitenden Gang besteht, und man findet daher bei Hochdruckmaschinen

ohne Expansion p_7 auch annähernd durch einen Versuch dadurch, dass man während dieses Beharrungszustandes im Leergang bei ganz geöffneter Drosselklappe den Kesselüberdruck beobachtet. Pambour hingegen betrachtet W_7 als Summe des Widerstandes im Leergang, und eines Widerstandzuwachses der der Nutzlast proportional ist, und etwa 14% derselben betragen soll.

Man kann sich jedoch auch vorläufig, bis es möglich sein wird eine gute empirische Formel für p_7 aufzustellen, mit einer blossen Schätzung von p_7 begnügen, und für Maschinen ohne Condensation $p_7 = 0{\cdot}15\ p_n$ bis $0{\cdot}25\ p_n$ setzen. Jedenfalls sind die Widerstände ziemlich nahe der Nutzlast proportional, sobald man sich weit genug vom Leergang entfernt, weil die wesentlichsten Widerstände, nämlich die Gleitstückreibung, Kurbelzapfen — und Balancierzapfenreibung, Schieberreibung, und der Speispumpenwiderstand nahe im Verhältnisse der Nutzlast wachsen. Nur die Wellenhalsreibung der Schwungradwelle, und die Kolbenreibung wächst in geringerem Verhältniss. Für Maschinen mit Condensation aber, die immer schon grössere Dimensionen besitzen, kann man p_7 als aus 2 Theilen r und r' bestehend ansehen,

$$r = 0{\cdot}15\ p_n \text{ bis } 0{\cdot}2\ p_n$$

die eigentlichen Maschinenwiderstände sammt Speispumpe einbegreifend, und r' als diejenige Spannung, welche zum Betriebe der hinzugekommenen Luft- und Kaltwasserpumpe erforderlich ist, und für die sich leichter eine die Satzhöhe der Kaltwasserpumpe enthaltende empirische Formel aufstellen lässt.

Wir setzen daher vorläufig nur

$$p_7 = r + r'$$

also

$$W_7 = \mathfrak{A}\ O\ (r + r')\ s \qquad \ldots \quad (93)$$

Durch Substitution der Gleichungen (85) bis (93) in (81) folgt:

$$W = \mathfrak{A}\ O\ p_1\ s_1 + 2{\cdot}44\ \mathfrak{A}\ O\ p_2\ (s_1 + ms) \left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] +$$

$$+ \mathfrak{A} O\ p_3\ (s - s_3) - \mathfrak{A} O\ p_4\ s_2 - 2{\cdot}44\ \mathfrak{A} O\ p_5 (s + ms - s_2) \left[(\varepsilon')^{0{\cdot}41} - 1\right] -$$

$$- \mathfrak{A}\ O\ p_5\ (\varepsilon')^{1{\cdot}41}\ (s - s_4) - \mathfrak{A}\ O\ (r + r')s$$

Da nun die Nutzarbeit W auch ausgedrückt wird, durch

$$W = \mathfrak{A}\, O\, p_n\, s \quad \ldots \quad (94)$$

so ergibt sich die Nutzspannung

$$p_n = p_1 \left[\frac{s_1}{s} + 2\cdot44\, \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{s_1}{s} + m \right) \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{0\cdot41} \right\} + \frac{p_3}{p_1} \left(1 - \frac{s_3}{s} \right) - \right.$$
$$- \frac{p_4}{p_1} . \frac{s_2}{s} - 2\cdot44\, \frac{p_5}{p_1} \left(1 + m - \frac{s_2}{s} \right) \left\{ (\varepsilon')^{0\cdot41} - 1 \right\} - \frac{p_5}{p_1} (\varepsilon')^{1\cdot41} \left(1 - \frac{s_4}{s} \right) -$$
$$\left. - \frac{r + r'}{p_1} \right] = \nu\, p_1 \quad . \quad (95)$$

In diesem Ausdruck sind die den einzelnen Wirkungen W_1 bis W_7 entsprechenden Glieder noch vollkommen ersichtlich. Setzen wir daher:

$$\left. \begin{aligned} w_1 &= \frac{s_1}{s} \\ w_2 &= 2\cdot44\, \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{s_1}{s} + m \right) \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{0\cdot41} \right\} \\ w_3 &= \frac{p_3}{p_1} \left(1 - \frac{s_3}{s} \right) \\ w_4 &= \frac{p_4}{p_1} \frac{s_2}{s} \\ w_5 &= 2\cdot44\, \frac{p_5}{p_1} \left(1 + m - \frac{s_2}{s} \right) \left\{ (\varepsilon')^{0\cdot41} - 1 \right\} \\ w_6 &= \frac{p_5}{p_1} (\varepsilon')^{1\cdot41} \left(1 - \frac{s_4}{s} \right) \\ w_7 &= \frac{r + r'}{p_1} \end{aligned} \right\} \quad (96)$$

so haben wir die Nutzspannung

$$p_n = \nu p_1 = p_1 (w_1 + w_2 + w_3 - w_4 - w_5 - w_6 - w_7) \quad (97)$$

Desgleichen ergibt sich die mittlere Hinterdampfspannung p_m und die mittlere Vorderdampfspannung p_v wegen

$$W_1 + W_2 + W_3 = \mathfrak{A} O\, p_m\, s$$
$$W_4 + W_5 + W_6 = \mathfrak{A} O\, p_v\, s$$

mit

$$\left. \begin{aligned} p_m &= p_1 (w_1 + w_2 + w_3) \\ p_v &= p_1 (w_4 + w_5 + w_6) \end{aligned} \right\} \quad \ldots \quad (98)$$

Aus der nach (94) berechneten Wirkung W eines einfachen Kolbenschubes, folgt der Effect pr. Secunde

$$E = \frac{2\,n\,W}{60} = \frac{n}{30}\,\mathfrak{A}\,O\,p_n\,s$$

und der Effect in Pferdekräften

$$N = \frac{E}{75} = \frac{n}{30 \cdot 75} \cdot 10334\,O\,p_n\,s$$

$$N = 4 \cdot 593\,n\,O\,p_n\,s \qquad . \quad . \quad . \quad (99)$$

§. 26.

Berechnung des Speisewassers. Begriff „Güteverhältniss".

Die bei einem einfachen Kolbenschub verbrauchte Dampfmenge ist $= S_1 - S_2$ Kilogramm, also wird pr. Sec. $\frac{2\,n}{60}(S^1 - S_2)$ verbraucht. Die verbrauchte Speisewassermenge ist aber grösser als diese Dampfmenge, weil einerseits der aus dem Kessel tretende Dampf gewöhnlich nicht ganz trocken ist, sondern etwas Wasser mitreisst, das man zu 5% veranschlagen kann, und weil andrerseits ein Theil des in der Volldruckperiode eintretenden Dampfes unbenutzt an den undichten Stellen des Kolbens von der Hinterseite auf die Vorderseite tritt und entweicht. Wir könnten diesen Dampfverlust nach Redtenbacher's Resultaten auf

$$\text{Verlust pr. Secunde} = 0 \cdot 064\,D\sigma \qquad . \quad . \quad . \quad . \quad (100)$$

schätzen. Es ist aber für die Berechnung bequemer und wohl auch der Natur der Sache anpassender, wenn wir einfach schreiben:

$$S = 1 \cdot 05 \cdot \frac{n}{30}(S_1 - S_2)$$

jedoch statt S_1 nicht den unveränderten Werth (86) einsetzen, sondern des von D abhängigen Dampfverlustes halber, statt O richtiger schreiben $O + \zeta\,D$, wo ζ ein erfahrungsmässig festzusetzender Coëfficient ist. Demnach wird wegen (86) und (90)

$$S = 0 \cdot 035\,n\left[(O + \zeta\,D)\,(s_1 + ms)\,\sigma_2 - O\,(s + ms - s_2)\,\sigma_5\right]$$

$$= 0 \cdot 035\,n\,O\,s\,\sigma_1\left[\left(1 + \frac{\zeta\,D}{O}\right)\left(\frac{s_1}{s} + m\right)\frac{\sigma_2}{\sigma_1} - \left(1 + m - \frac{s_2}{s}\right)\frac{\sigma_5}{\sigma_1}\right]$$

oder weil O näherungsweise $= \frac{D^2\pi}{4}$ also $\frac{D}{O} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{1}{D}$ ist, wenn ζ statt $\frac{4}{\pi}\,\zeta$ gesetzt wird:

$$S = 0{\cdot}035\ n\ O\ s\sigma \left[\left(1+\frac{\zeta}{D}\right)\left(\frac{s_1}{s}+m\right)\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-\left(1+m-\frac{s_2}{s}\right)\frac{\sigma_5}{\sigma_1}\right]$$

Dividirt man die producirte Anzahl Pferdekräfte N (Formel 99) durch die Speisewassermenge S, so erhält man die mit 1 Kilogramm Speisewasser pr. Sec. producirte Pferdekraft

$$\frac{N}{S} = \frac{131\ p_n}{\sigma_1\left[\left(1+\frac{\zeta}{D}\right)\left(\frac{s_1}{s}+m\right)\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-\left(1+m-\frac{s_2}{s}\right)\frac{\sigma_5}{\sigma_1}\right]} \qquad (102)$$

Da nun der Brennstoffaufwand der zu verdampfenden Wassermenge proportional gesetzt werden kann, so ist das Verhältniss $\frac{N}{S}$ der eigentliche Massstab für die Güte der Maschine in ökonomischer Hinsicht; wir können uns daher erlauben, das Verhältniss $\frac{N}{S}$ das Güteverhältniss der Maschine zu nennen, indem es einen Massstab gibt für die Güte der Dampfmaschine, so wie bei anderen Maschinen der Wirkungsgrad. Wenn wir also sagen, das Güteverhältniss einer Hochdruckmaschine sei 150 Pferdekräfte, so heisst das, mit 1 Kilogramm Wasser pr. Secunde werden 150 Pferdekraft producirt; ist also die Stärke der Maschine $= N$ Pferdekraft, so consumirt sie pr. Secunde $\frac{N}{150}$ Kilogr. Speisewasser.

Von einem Wirkungsgrad in dem gewöhnlichen Sinn des Wortes als Verhältniss zwischen der Nutzleistung und der aus der Summe von Nutzleistung und Widerstandsarbeit bestehenden Rohkraft, könnte man zwar auch sprechen, man könnte

$$\mathfrak{p} = \frac{p_n}{p_n + p_7} \qquad . \ . \ . \ (103)$$

den Wirkungsgrad heissen; in diesem Sinn wird auch zuweilen gesprochen, wenn Jemand von einer Dampfmaschine sagt, sie hätte 80% Nutzeffect; doch ist das Verhältniss $\mathfrak{p}$ bei weitem nicht so massgebend für die Güte der Maschine, wie das Verhältniss $\frac{N}{S}$.

Der wahre Wirkungsgrad aber ist das Verhältniss zwischen der in nützliche Arbeit umgesetzten, und der zur Dampf-

bildung verwendeten Wärmemenge, und dieser Wirkungsgrad ist leider ungemein gering, 2 bis 5%, wie wir in §. 49 sehen werden.

§. 27.
Specialisirungen.

Wir kommen nun zum zweiten Theil der Aufgabe, nämlich die durch die allgemeine Theorie erhaltenen Gleichungen für den praktischen Gebrauch handgerecht zu machen, denn die complicirten Ausdrücke sind sowohl für die Anwendung als selbst für die Discussion unbrauchbar.

Der nothwendigste und wirksamste Schritt, um aus der zu grossen Allgemeinheit herauszutreten, ist die Annahme einer ganz bestimmten Schieberanordnung, die als eine gewöhnliche und gute, nicht als beste, angesehen werden darf, damit wir für die Verhältnisse $\frac{s_2}{s}$ etc. numerische Werthe bekommen.

Wir setzen nämlich:

den Voreilungswinkel $= 30^0$,
die äussere Deckung $= 0{\cdot}4\,\varrho$
die Kanalweite $= 0{\cdot}6\,\varrho$
die innere Deckung $= 0{\cdot}1\,\varrho$

unter ϱ die Excentricität des Excenters des Vertheilungsschiebers verstanden.

Hierbei beträgt das „lineare Voreilen", nämlich die Weite der vom Vertheilungsschieber dargebotenen Einströmungsöffnung bei Beginn des Kolbenschubs $\frac{1}{6}$ der Kanalweite, oder $0{\cdot}1\,\varrho$.

Zeichnen wir mit den obigen Daten das bekannte „Zeuner'sche Kreisdiagramm"*), so finden wir, vorausgesetzt, dass keine besondere Expansionsvorrichtung vorhanden ist,

$$\left.\begin{array}{ll} \frac{s_1}{s} = 0{\cdot}795, & \frac{s_3}{s} = 0{\cdot}955 \\ \frac{s_2}{s} = 0{\cdot}905, & \frac{s_4}{s} = 0{\cdot}995 \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad (104)$$

Ist aber ausser diesem Vertheilungsschieber noch ein besonderer Expansionsschieber vorhanden, so wird der Ab-

*) „Die Schiebersteuerungen" von Dr. Gustav Zeuner. Mit 6 Tafeln. Freiberg 1858.

schluss des Dampfes durch diesen, nicht durch jenen bewerkstelliget, und es hat dann $\frac{s_1}{s}$ irgend einen anderen Werth, während die anderen Verhältnisse dieselben bleiben. Man nennt das Verhältniss $\frac{s_1}{s}$ den Füllungsgrad, wohl auch das Expansionsverhältniss, zum Unterschied vom Expansionsgrad $\frac{s}{s_1}$, und sagt, man arbeite mit $^1/_3$ Füllung, oder mit dreifacher Expansion, wenn der Abschluss des Dampfes durch den Expansionsschieber nach $^1/_3$ des Kolbenwegs erfolgt.

Die durch obige Annahme erhaltenen Formeln werden jederzeit brauchbar sein, wenn die wirkliche Schiebereinrichtung von der vorausgesetzten nicht in hohem Grad abweicht. Eine sehr bedeutende, die specialisirten Formeln ganz unbrauchbar machende Abweichung von den Annahmen findet aber allerdings häufig statt, nämlich bei Maschinen, welche mit irgend einer Coulissensteuerung versehen sind, wenn man sie nicht mit voller Kraft arbeiten lässt, sondern die Coulisse oder das Gleitstück nahe auf den todten Punkt stellt. Es werden dann die Dampfkanäle bei weitem nicht ganz geöffnet, wodurch die Hinterdampfspannung in der Volldruckperiode und die Vorderdampfspannung sehr variabel wird, und es erhalten die Verhältnisse $\frac{s_2}{s}$, $\frac{s_3}{s}$, $\frac{s_4}{s}$ weit kleinere Werthe. Haben wir es also mit einer Coulissensteuerung zu thun, so werden die abzuleitenden Formeln nur für den Fall gelten, als die Maschine mit voller Kraft arbeitet, also gerade so, als ob nur ein gewöhnliches Excenter vorhanden wäre. Das genügt aber auch vollkommen für den praktischen Gebrauch, denn die Frage:

Mit welcher Kraft arbeitet eine Maschine mit Coulissensteuerung bei Anwendung der verschiedenen inneren Expansionsgrade derselben? wird wohl nie gestellt, und wäre auch schwer präcis zu beantworten, weil die Variation der Volldruckspannung zu erheblich ist, und nicht durch Rechnung ermittelt werden kann.

Bei Maschinen, welche statt des gewöhnlichen Excenters mit einem Woolf'schen Dreieck, oder mit Ventilsteuerung ver-

sehen sind, ist die Dampfvertheilung eine etwas zweckmässigere, als die durch obige Annahme bestimmte; man wird dann bei gleichen Dimensionen, gleicher Füllung, und gleicher Volldruckspannung einen etwas grösseren Effect erzielen, worauf man immerhin schätzungsweise Rücksicht nehmen kann, — gross ist aber der Unterschied keinenfalls.

Führen wir nun die Annahmen (104) in unsere Gleichungen ein, unter gleichzeitiger Annahme des Mittelwerths für den Coëfficienten des schädlichen Raums

$$m = 0{\cdot}05.$$

Wir finden aus (82)

$$\varepsilon = \frac{1{\cdot}005}{\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05} \quad \ldots \quad (105)$$

aus (83)

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon' &= \frac{0{\cdot}145}{0{\cdot}055} = \frac{29}{11} \\ (\varepsilon')^{0{\cdot}41} &= 1{\cdot}488, \quad (\varepsilon')^{1{\cdot}41} = 3{\cdot}923 \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (106)$$

und nach (96)

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= \frac{s_1}{s} \\ w_2 &= 2{\cdot}44 \frac{p_2}{p_1}\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] \\ w_3 &= 0{\cdot}045 \frac{p_3}{p_1} \\ w_4 &= 0{\cdot}905 \frac{p_4}{p_1} \\ w_5 &= 2{\cdot}44.\ 0.145.\ 0.488. \frac{p_5}{p_1} = 0{\cdot}173. \frac{p_5}{p_1} \\ w_6 &= 0{\cdot}005.\ 3{\cdot}923. \frac{p_5}{p_1} = 0{\cdot}02. \frac{p_5}{p_1} \\ w_7 &= \frac{r + r'}{p_1} \end{aligned}\right\} \quad (107)$$

Nun ist eine weitere Specialisirung nöthig, um statt der vielerlei p nur die massgebenden einzuführen, nämlich die mittlere Volldruckspannung p_1 und die mittlere Vorderdampfspannung p_4.

Wir können nämlich für den praktischen Gebrauch folgende Normalverhältnisse annehmen:

$$\left.\begin{aligned} p_2 &= 0{\cdot}9\ p_1 \\ p_3 &= 1{\cdot}5\ p_4 \\ p_5 &= 1{\cdot}1\ p_4 \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (108)$$

womit folgt:

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= \frac{s_1}{s} \\ w_2 &= 2{\cdot}2\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] \\ w_3 &= 0{\cdot}067\ \frac{p_4}{p_1} \\ w_4 &= 0{\cdot}905\ \frac{p_4}{p_1} \\ w_5 &= 0{\cdot}190\ \frac{p_4}{p_1} \\ w_6 &= 0{\cdot}022\ \frac{p_4}{p_1} \\ w_7 &= \frac{r + r'}{p_1} \end{aligned}\right\} \quad (109)$$

Mit diesen Werthen ergibt sich weiteres nach (97) und (98):

$$p_n = (w_1 + w_2)\ p_1 - 1{\cdot}05\ p_4 - (r + r') \quad (110)$$

$$p_m = (w_1 + w_2)\ p_1 + 0{\cdot}067\ p_4 \quad \ldots \quad (111)$$

$$p_v = 1{\cdot}117\ p_4 \quad \ldots \quad (112)$$

Ferner nach (102)

$$\frac{N}{S} = \frac{131\ p_n}{\sigma_1\left[\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right)\frac{\sigma_2}{\sigma_1} - 0{\cdot}145\ \frac{\sigma_5}{\sigma_1}\right]}$$

Die specifischen Gewichte σ verhalten sich beiläufig wie die Spannungen. Genauer aber ist für die bei Dampfmaschinen vorkommenden Spannungen:

$$(113) \quad \left\{\begin{aligned} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} &= 1{\cdot}01\ \frac{p_2}{p_1} \\ \frac{\sigma_5}{\sigma_1} &= 1{\cdot}10\ \frac{p_5}{p_1} \text{ für Hochdruck-Maschinen} \\ \frac{\sigma_5}{\sigma_1} &= 1{\cdot}17\ \frac{p_5}{p_1} \text{ für Condensations-Maschinen} \end{aligned}\right.$$

wovon man sich überzeugt, wenn man einmal

$$p_1 = 4, \qquad p_2 = 3{\cdot}5, \qquad p_5 = 1{\cdot}25$$
$$\sigma_1 = 2{\cdot}107, \ \sigma_2 = 1{\cdot}864, \ \sigma_5 = 0{\cdot}724$$

das andremal

$$p_1 = 2 \qquad p_2 = 1{\cdot}75 \qquad p_5 = 0{\cdot}25$$
$$\sigma_1 = 1{\cdot}116, \ \sigma_2 = 0{\cdot}988, \ \sigma_5 = 0{\cdot}163$$

setzt.

Mit Rücksicht auf (108) erhält man demnach statt (113)

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = 0{\cdot}909$$
$$\frac{\sigma_5}{\sigma_1} = 1{\cdot}10 \frac{p_5}{p_4} \cdot \frac{p_4}{p_1} = 1{\cdot}21 \frac{p_4}{p_1}$$
$$\frac{\sigma_5}{\sigma_1} = 1{\cdot}17 \frac{p_5}{p_4} \frac{p_4}{p_1} = 1{\cdot}29 \frac{p_4}{p_1}$$

folglich für Hochdruckmaschinen ohne Condensation und ohne Expansion, für welche nach (104) $\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}795$ zu setzen ist:

$$\frac{N}{S} = \frac{131\, p_n}{\sigma_1\left[0{\cdot}845.\ 0{\cdot}909\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right) - 0{\cdot}145.\ 1{\cdot}21\right]}$$

$$\frac{N}{S} = \frac{170\, p_n}{\sigma_1\left(1 + \frac{\zeta}{D} - 0{\cdot}228 \frac{p_4}{p_1}\right)} \quad . \ . \ . \quad (114)$$

und für Expansionsmaschinen mit oder ohne Condensation durchschnittlich

$$\frac{N}{S} = \frac{131\, p_n}{\sigma_1\left[0{\cdot}909\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right) - 0{\cdot}145.\ 1{\cdot}25 \frac{p_4}{p_1}\right]}$$
$$= \frac{144\, p_n}{\sigma_1\left[\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right) - 0{\cdot}2 \frac{p_4}{p_1}\right]} \quad (115)$$

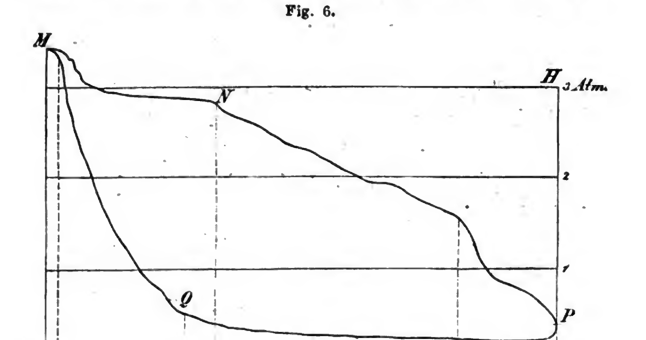
§. 28.

Prüfung der specialisirten Formeln.

Die Verificirung der erhaltenen Resultate kann nur mittelst Indicator-Versuchen geschehen. Ein an einem Cylinderende angebrachter Indicator verzeichnet die jedem Kolbenstand ent-

sprechende Spannung, und man kann dem erhaltenen Diagramm sowohl die mittlere Spannung p_1 während der Volldruckperiode und die mittlere Vorderdampfspannung p_4 während des Ausflusses, so wie auch die mittlere Hinterdampfspannung p_m und die mittlere Vorderdampfspannung p_v während des ganzen Kolbenlaufs entnehmen und folglich die Resultate der specialisirten Formeln (111) (112) mit den Beobachtungsresultaten vergleichen. Ein solches durch einen Indicator erhaltenes Diagramm sieht beiläufig so aus, wie es Fig. 6 darstellt, nur sind in der Wirk-

Fig. 6.



lichkeit die Punkte D, C, G, welche dem Eintritt der Dampfausströmung, der Compression und des Gegendampfes entsprechen, näher an den Endpunkten B und A gelegen.

Um p_1 zu erhalten, wird man den Flächeninhalt der Figur $AMNE$ durch AE theilen, die erhaltene mittlere Ordinate auf dem Massstab BX abmessen und den erhaltenen Ueberdruck um 1 vermehren, weil in unserer Rechnung lauter absolute Spannungen stehen. Ebenso bestimmt sich

$$p_m = \frac{area\ AMNPB}{AB} + 1$$

$$p_4 = \frac{ar.\ BPQC}{BC} + 1$$

$$p_v = \frac{ar.\ AMQPB}{AB} + 1$$

Leider steht nur ein äusserst geringes und unvollständiges Materiale zu Gebote, um unsere Formeln in dieser Weise zu prüfen, indem man erst in neuester Zeit beginnt, den Indicator-Messungen Aufmerksamkeit zu schenken.

Wir benutzen die nachstehenden dem Civilingenieur entnommenen Angaben:

1) Ueber zwei Condensations-Maschinen A und B im Londoner Krystallpalast, beide mit $^1/_3$ Füllung arbeitend.*)

Wir finden folgende Angaben:

	A	B
Mittlere Volldruckspannung in engl. ℔ Ueberdruck pr. □Zoll	18·00	9·00
Mittlere Vorderdampfspannung während des Ausströmens, in engl. ℔ pr. □Zoll unter dem Druck einer Atmosphäre	12.44	13·17
Mittlerer Werth der Hinterdampfspannung während des ganzen Kolbenschubs in ℔ Ueberdruck	5·76	1·05

Hiermit folgt

für A:
$$p_1 = 1 + \frac{18}{14{\cdot}7} = 2{\cdot}225 \text{ Atm.}$$
$$p_4 = 1 - \frac{12{\cdot}44}{14{\cdot}7} = 0{\cdot}154 \text{ „}$$
$$p_m = 1 + \frac{5{\cdot}76}{14{\cdot}7} = 1{\cdot}392 \text{ „}$$

für B:
$$p_1 = 1 + \frac{9}{14{\cdot}7} = 1{\cdot}612 \text{ „}$$
$$p_4 = 1 - \frac{13{\cdot}17}{14{\cdot}7} = 0{\cdot}104 \text{ „}$$
$$p_m = 1 + \frac{1{\cdot}05}{14{\cdot}7} = 1{\cdot}071 \text{ „}$$

ferner finden wir für $\frac{s_1}{s} = \frac{1}{3}$ nach (105) $\varepsilon = 2{\cdot}622$ und nach (109)

*) Beschreibung zweier horizontaler Wasserhebungs-Dampfmaschinen, von Cowper. Civil-Ingenieur, 5. Band, 1. und 2. Heft.

$$w_1 = 0{\cdot}3333$$
$$w_2 = 0{\cdot}2753$$
$$w_1 + w_2 = 0{\cdot}6086$$

Wird hiermit p_m nach (111) berechnet und mit dem Beobachtungswerth verglichen, so findet man

für A: $p_m = 1{\cdot}364$ statt $1{\cdot}392$
für B: $p_m = 0{\cdot}988$ statt $1{\cdot}071$

also p_m beziehungsweise um

0·028 und 0·083

Atmosphären zu gering.

Der Fehler von durchschnittlich 0·0555 Atm. = 0·816 ℔ pr. Quadratzoll ist an und für sich nicht gross zu nennen, weil schon die Indicatoranzeigen auf diese Grösse ungenau sind, auch die Absperrung wohl nicht haarscharf nach $\frac{1}{3}$ des Hubes erfolgen wird; jener Fehler ist aber überdiess in vorliegendem Fall vollkommen erklärlich, weil der Vertheilungsschieber dieser Maschinen nicht durch ein gewöhnliches Excenter schleichende Bewegung erhält, wie unsere Näherungsformeln voraussetzen, sondern durch eine Herzscheibe ruckweise bewegt wird, so zwar, dass dieser Schieber in der ersten Periode des Kolbenwegs unverändert die volle Einströmungsöffnung entblösst, dann nach $\frac{1}{3}$ des Kolbenswegs rasch einen Ruck um 57^{mm} macht, durch welchen der Einfluss abgesperrt wird, während für den Ausfluss noch 38^{mm} Oeffnung bleiben, und erst zu Ende des Kolbenschubes und darüber seinen weiteren Weg von 102^{mm} ($= 38 + 57 + 7^{mm}$) zurücklegt, wodurch der entgegengesetzte Dampf-Zu- und Austritt eingeleitet wird.

Diese Construction mit einer Herzscheibe ist bezüglich der Dampfvertheilung vollkommener als jene mit zwei schleichenden Schiebern, weil die Periode der Verengungen des Ein- und Austritts sehr abgekürzt sind. Es ist desshalb bei diesen Maschinen nicht, wie wir in die Rechnung eingeführt haben:

$$p_2 = 0{\cdot}9\, p_1 \text{ sondern fast } p_2 = p_1,$$

und die Dampfausströmung tritt nicht schon nach 0·955 des Kolbenwegs, sondern erst noch später ein, desgleichen beginnt die Compression etwas später als nach 0·905 des Kolbenwegs. Wir können daher insbesondere die Expansionswirkung ganz gut um 10 bis 15 % grösser schätzen als nach den Näherungsformeln erfolgte. Schlagen wir aber zu w_2 etwa 12 % des früheren Werthes, also

$$0\cdot12 .\ 0\cdot2753 = 0\cdot0330 \text{ hinzu,}$$
$$\text{so folgt } w_1 + w_2 = 0\cdot6416$$

und damit

Maschine	p_m Nach der Rechnung	p_m Nach der Beobachtung	Der berechnete Werth ist zu gross um
A	1·438	1·392	+ 0·046
B	1·041	1·071	— 0·030

Mittlerer Fehler ± 0·038 Atm. = ½ ℔ pr. □''

Der mittlere Werth der Vorderdampfspannung berechnet sich nach (112) beziehungsweise mit

$$p_v = 0\cdot172 \text{ und } 0\cdot116 \text{ Atm.}$$
$$= 2\cdot5 \text{ und } 1\cdot7 \text{ ℔}$$

oder 12·2 und 13 ℔ unter dem atmosphärischen Druck. Die mitgetheilten Diagramme sind zu klein, um diese Grösse mit einiger Verlässlichkeit bestimmen zu können. Jedenfalls ist p_v sehr wenig von p_4 verschieden.

2) Ueber eine Locomotive mit Gooch'scher Steuerung.

Man entnimmt dem mitgetheilten Diagramm nebenstehende Daten:

Anmerkung. Die, Seite 101 gemachten, Annahmen (113) sind allerdings ungenauer, als die in der Pambour'schen Theorie erscheinende Annahme $\sigma = \alpha + \beta p$; allein ich bitte zu beachten, dass jene Annahmen nicht in der Effectsberechnung gemacht werden, sondern nur in dem Ausdruck für das Güteverhältniss, mittelst welchem sodann die Speisewassermenge S aus dem Effect N zu berechnen ist. Für diesen Zweck ist obige Rechnung genau genug.

	Absolute Spannung in Atmosphären.
Im Kessel 8 Atm. Ueberdruck . .	9·000
Mittlere Volldruckspannung	$p_1 = 8{\cdot}514$
Schliessliche Volldruckspannung nach 0·63 Kolbenweg	$p_2 = 7{\cdot}3$
Mittlere Spannung des Hinterdampfes während des Ausflusses, von 0·876 des Kolbenwegs, bis zu Ende desselben	$p_3 = 3{\cdot}38$
Mittlere Hinterdampfspannung während des ganzen Kolbenwegs	$p_m = 7{\cdot}307$
Mittlere Vorderdampfspannung während des Ausflusses	$p_4 = 1{\cdot}014$
Vorderdampfspannung bei Beginn der Compression nach 0·88 des Kolbenwegs	$p_5 = 1{\cdot}32$
Durchschnittliche Vorderdampfspannung während des ganzen Kolbenwegs .	$p_v = 1{\cdot}227$

Das ist eben so wenig ein normaler Fall, wie der vorhergehende. Die Expansion nach ²/₃ Füllung wird nämlich nicht durch einen besonderen Expansionsschieber, sondern vermittelst der Coulisse nur durch den gewöhnlichen Vertheilungsschieber hervorgebracht. Das gibt immer eine ungünstigere Dampfvertheilung. Die Dampfeinströmungsöffnung erreicht hierbei gar nicht ihr volles Mass, die Verengung derselben tritt bald ein und dauert lang, Dampfausströmung, Compression und Gegendampfperiode beginnen früher als normalmässig.

Wir müssen daher Abweichungen in entgegengesetztem Sinn erwarten wie früher.

Wirklich findet man

$$\varepsilon = 1{\cdot}478, \quad w_1 = 0{\cdot}63$$
$$w_2 = 0{\cdot}2214$$
$$\overline{w_1 + w_2 = 0{\cdot}8514}$$

womit nach (111) $p_m = 7{\cdot}317$

und nach (112) $p_v = 1{\cdot}133$ folgt.

Es ist also die wirkliche mittlere Hinterdampfspannung um 0·01 Atm. kleiner als nach der Rechnung, und die wirkliche

Vorderdampfspannung um 0·094 Atm. grösser als nach der Rechnung.

Dass bei p_m sich nicht ein grösserer Unterschied ergab, liegt darin, dass in Folge der sehr hohen Dampfspannung und der kleineren Bewegungen des Schiebers die mittlere Nachwirkungsspannung p_3 noch beträchtlich grösser ist, als unter normalen Verhältnissen, so dass die geringere Expansionswirkung durch die grössere Nachwirkung ausgeglichen wird.

Wir glauben hiermit die praktische Brauchbarkeit der Formeln (110) bis (112) für gewöhnliche Fälle, insbesondere aber die Richtigkeit der allgemeinen Theorie genügend erwiesen zu haben. Die weitere Bestätigung derselben liefern die einfach wirkenden Maschinen, bei denen viel höhere Expansionsgrade in Anwendung kommen.

§. 29.

Zusammenstellung der Formeln für den praktischen Gebrauch.

Zur Berechnung einer Maschine benöthigen wir nur die Formeln (84), (99), (110), (114) und (115).

Da wir es von nun an nur mit den Spannungen p_1 und p_4 zu thun haben, so wollen wir der Einfachheit halber

$$\left.\begin{array}{l} p \text{ statt } p_1 \\ p' \text{ statt } p_4 \\ \sigma \text{ statt } \sigma_1 \\ f \text{ statt } w_1 + w_2 \end{array}\right\}$$

schreiben, wodurch wir folgende Resultate erhalten, wenn noch bis auf weiteres der Coëfficient ζ in (114) und (115) mit

$$\zeta = 0{\cdot}15 \quad . \quad . \quad . \quad (116)$$

angenommen wird.

$$p_n = fp - 1{\cdot}05\, p' - (r + r') \quad . \quad . \quad . \quad (\alpha)$$

$$n\, O\, s = 30\, c\, O = \frac{N}{4{\cdot}593\, p_n} = 0{\cdot}2177\, \frac{N}{p_n} \quad . \quad (\beta)$$

$$s = \frac{30\, c}{n},\; n = \frac{30\, c}{s},\; c = \frac{ns}{30} \quad . \quad . \quad . \quad (\gamma)$$

$$\frac{N}{S} = \frac{170\, p_n}{\sigma\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{D} - 0{\cdot}228\,\frac{p'}{p}\right)} \quad . \; . \; . \; . \quad (\delta)$$

$$\frac{N}{S} = \frac{144\, p_n}{\sigma\left[\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{D}\right) - 0{\cdot}2\,\frac{p'}{p}\right]} \quad . \quad (\varepsilon)$$

In diesen Formeln ist:

c die mittlere Kolbengeschwindigkeit in Metern pr. Secunde,

n die Anzahl Umgänge pr. Minute,

s der Kolbenschub in Metern,

s_1 der vom Kolben zurückgelegte Weg bei Beginn der Expansion, also $\frac{s_1}{s}$ der Füllungsgrad,

f ein durch die Theorie gegebener Coëfficient, der nur allein von $\frac{s_1}{s}$ abhängig ist, nämlich nach (109) und (105)

$$f = w_1 + w_2 = \frac{s_1}{s} + 2{\cdot}2\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left[1 - \left(\frac{\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05}{1{\cdot}005}\right)^{0{\cdot}41}\right] \quad (117)$$

und dessen numerischer Werth der nachfolgenden Tabelle entnommen werden kann:

Tabelle für f.

Expansionsgrad.	Füllungsgrad.	f.
Volldruck	0·795	0·920
— — —	0·700	0·887
— — —	0·600	0·834
Zweifach	0·500	0.765
— — —	0·400	0·678
Dreifach	0·333	0·608
— — —	0·300	0·570
Vierfach	0·250	0·507
Fünffach	0·200	0·439
Sechsfach	0·167	0·390
— — —	0·150	0·363
Achtfach	0·125	0·322

p die absolute mittlere Spannung im Cylinder während der Volldruckperiode, ausgedrückt in Atmosphären. Sie darf in

der Regel = $^3/_4$ der absoluten normalen Kesselspannung angenommen werden,

p' die absolute mittlere Spannung vor dem Kolben von Anfang des Kolbenwegs bis Beginn der Compression, in Atmosphären,

r die den eigentlichen schädlichen Widerständen inclusive Speispumpe entsprechende Spannung,

r' der Zuwachs derselben durch die Luft- und Kaltwasserpumpe bei Condensationsmaschinen,

p_n die Nutzspannung, mit welcher die Kolbenfläche zu berechnen ist,

N die Stärke der Maschine in Pferdekräften à 75^{km} (424 Wiener Fusspfund oder 500 Vereinsfuss-Zollpfund)*),

O die wirksame Kolbenfläche in Quadratmetern. Will man den Wiener Fuss als Einheit nehmen, so ist in Formel (β) statt des Coëfficientens 0·2177 die Zahl 6·892 zu setzen, also

$$c\,O = 0{\cdot}2297\,\frac{N}{p_n},$$

und wenn eine Pferdekraft mit 430 Wiener Fusspfund gerechnet werden müsste

$$c\,O = 0{\cdot}233\,\frac{N}{p_n} \quad \ldots \quad (\beta')$$

D der Cylinderdurchmesser in Metern,

σ das Gewicht von 1 Kub.-Met. Dampf von p Atmosphären in Kilogrammen, entnommen der Dampftabelle des §. 19,

$\frac{N}{S}$ das Güteverhältniss, oder die mit 1 Kilogramm Speisewasser pr. Secunde producirte Anzahl Pferdekraft Nutzeffect,

S der Speisewasserverbrauch der Maschine in Kil. pr. Secunde, und zwar gilt Formel (δ) für Maschinen ohne Expansion und ohne Condensation, Formel (ε) für Maschinen mit dem Füllungsgrad $\frac{s_1}{s}$ ohne oder mit Condensation.

Es handelt sich jetzt für den Gebrauch um Beantwortung der Frage:

Wie gross ist c, p', r, r' anzunehmen?

Die mittlere Geschwindigkeit c des Kolbens hängt oft von dem Zwecke der Maschine ab. So gibt man direct wirkenden horizontalen Dampfgebläsen nur 0·8 bis 1 Meter Ge-

*) Der von dem Eisenbahnverein adoptirte Vereinsfuss = 30^{cm} wird wohl durch den Meter ersetzt werden.

schwindigkeit, während sonst grössere Maschinen in der Regel für 1·6^m (5 Fuss) Geschwindigkeit construirt werden. Kleineren Maschinen legt man gewöhnlich nur 1 bis 1·2^m und den kleinsten von 1 oder 2 Pferdekraft nur 0·8^m Geschwindigkeit zu Grunde, ausser wenn sehr grosse Umdrehungszahl erwünscht ist.

Man richtet sich bei der Wahl von c zuweilen auch nach dem Werth des Verhältnisses zwischen s und D. Hat nämlich die vorläufige Annahme von c und n zu einem Verhältniss von s zu D geführt, das man nicht passend findet, so ändert man n oder c oder beides, in dem Sinn der die gewünschte Aenderung des Verhältnisses $\frac{s}{D}$ bewirkt. Dasselbe wechselt jedoch in sehr weiten Grenzen, von $\frac{s}{D} = 1$ bis 4, und es erscheint nicht geboten, sich an eine empirische Regel $\frac{s}{D} = a - b\, D$ zu binden. (Vergl. §. 31, 5. Beispiel.)

Die Grössen p', r, r' sind sehr variabel, Niemand wird sich gern auf eine Berechnung derselben einlassen, sondern man wird sich mit Schätzungen oder empirischen Formeln zufrieden geben; jedenfalls aber wird es sehr erwünscht sein, wenn durch viele Bremsdynamometerversuche in Combination mit Indicatoren die Werthe von p, p' und p_n erhoben, und der Werth von $r + r'$ aus

$$r + r' = fp - 1{\cdot}05\, p' - p_n \quad . \quad . \quad . \quad (118)$$

berechnet werden wird.

In so lange nicht eine erhebliche Reihe von derartigen verlässlichen Versuchen vorliegt, wird es genügen jene Grössen folgendermassen zu schätzen:

1) Die Vorderdampfspannung p' bei kleinen Maschinen ohne Expansion, ohne Condensation von 2 bis 30 Pferdekraft: $p' = 1{\cdot}333$ bis $1{\cdot}2$ Atmosphären; bei grossen von 30 bis 140 Pferdekraft $p' = 1{\cdot}2$ bis $1{\cdot}1$ Atmosphären.

Bei Maschinen mit E. ohne C. $p' = 1{\cdot}25$ bis $1{\cdot}1$, bei Mitteldruckmaschinen mit E. mit C. $p' = 0{\cdot}3$ bis 0.2 Atm.

Bei letzteren können wohl Fälle vorkommen, wo p' bedeutend ausser diesen Grenzen liegt, denn die Spannung im

Condensator kann bei sehr reichlichem Condensationswasser bis auf 0·03 Atmosphären herabgebracht werden, beträgt gewöhnlich 0·1 bis 0·15 Atmosphären und steigt bei grossen schädlichen Räumen der Luftpumpe ausnahmsweise bis auf 0·5 Atm. Die Vorderdampfspannung p' kann je nach der Weite der Dampfkanäle und der Kolbengeschwindigkeit um 0·05 bis 0·15 grösser geschätzt werden als die Condensatorspannung.

Für normale Fälle kann man $p' = 0{\cdot}3$ für kleine Maschinen von 6 bis 20 Pferdekraft, $p' = 0{\cdot}25$ für mittlere von 20 bis 40, und $p' = 0{\cdot}2$ für grosse von 40 bis 140 Pferdekraft gelten lassen.

2) Die Widerstandsspannung r kann entweder im Verhältniss zu p_n oder, wenn man p_n noch nicht kennt, im Verhältniss zu p geschätzt werden, und zwar

Für Maschinen	$\frac{r}{p}$	$\frac{r}{p_n}$
Ohne E. ohne C.	0·06 — 0·14	0·10 — 0·33
Mit 3facher E. ohne C. . .	0·04 — 0·07	0·15 — 0·36
Mit 3facher E. mit C. . .	0·07 — 0·10	0·18 — 0·36

natürlich wieder die untere Grenze für die grössten, die obere für die kleinsten Maschinen geltend. Bei stärkerer Expansion ist das Verhältniss $\frac{r}{p_n}$ ungefähr ebenso, aber das Verhältniss $\frac{r}{p}$ geringer zu schätzen.

3) Der Zuschlag r' wegen der Luft- und Kaltwasserpumpe kann in folgender Weise beurtheilt werden:

Die Spannung r' besteht aus der Spannung r_1, welche der Luftpumpe entspricht, und aus der Spannung r_2, welche der Kaltwasserpumpe zukommt; sind also

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{W}_1 &= \mathfrak{A} O\, r_1\, s\\ \mathfrak{W}_2 &= \mathfrak{A} O\, r_2\, s\end{aligned}\right\}\ (\mathfrak{A} = 10334^k)$$

die Wirkungen, welche pr. einfachem Kesselschub auf diese beiden Pumpen verwendet werden, so ist

$$r' = r_1 + r_2$$

Nun finden wir in Redtenbacher's Resultaten folgende Angaben für die Luftpumpe:

$$D' = 0{\cdot}54\ D, \text{ also } O' = 0{\cdot}29\ O, \text{ und } s' = \frac{1}{2}\ s$$

Damit berechnet sich die Wirkung beim Aufgang, wo eine Druckdifferenz von druchschnittlich 0·9 Atmosphären zu überwinden ist $= O'.\ 0{\cdot}9\ \mathfrak{A}.\ s' = 0{\cdot}13\ \mathfrak{A}\ O\ s$

Die Widerstände und die Arbeit der Hebung des Condensationswassers vernachlässigen wir gegen die von der atmosphärischen Luft verrichtete Mehrwirkung beim Niedergang, und setzen also die Wirkung für den ganzen Auf- und Niedergang $= 0{\cdot}13\ \mathfrak{A}\ O\ s$, folglich für einen einfachen Kolbenschub

$$\mathfrak{W}_1 = 0{\cdot}065\ \mathfrak{A}\ O\ s, \text{ also}$$

$$r_1 = 0{\cdot}065$$

Ferner finden wir für die Kaltwasserpumpe angegeben:

$$D' = 0{\cdot}26\ D, \text{ also } O' = 0{\cdot}068\ O$$

und $s' = \frac{1}{2} s$. Damit berechnet sich die Wirkung bei der Satzhöhe h^m für einen Hin- und Hergang

$$O' h \gamma s' = 0{\cdot}034\ O h \gamma s = 34\ O h s.$$

Hierzu $^1/_5$ auf Widerstände gibt 41 $O h s$, also die Wirkung pr. einfachem Kolbenschub:

$$\mathfrak{W}_2 = \mathfrak{A}\ O\ r_2\ s = 20{\cdot}5\ O\ h\ s, \text{ woraus}$$

$$r_2 = \frac{20{\cdot}5\ h}{10334} = 0{\cdot}002\ h, \text{ also}$$

$$r' = r_1 + r_2 = 0{\cdot}065 + 0{\cdot}002\ h \quad . \quad . \quad . \quad (119)$$

Für oberflächlichere Berechnung genügt es auch $r + r'$ zusammen zu schätzen im Verhältniss zu p, und zwar bei den

grössten Maschinen $r + r' = 0{\cdot}11\ p$
bei den kleinsten $r + r' = 0{\cdot}14\ p$

Stellen wir diese Schätzungen übersichtlich zusammen, so finden wir

Für Maschinen	p'	$\frac{r + r'}{p}$
Ohne E., ohne C. . . , . . .	1·1 — 1·333	0·06 — 0·14
Mit E., ohne C.	1·1 — 1·25	0·04 — 0·07
Mit E., mit C.	0·2 — 0·3	0·11 — 0·14

Wer sich nicht gern mit den erwähnten Schätzungen von p', r, r' abgibt, sondern lieber eine empirische Formel benutzt, dem empfehlen wir vorläufig folgende empirische Regel:

$$\left.\begin{array}{l} 1{\cdot}05\, p' + r = \alpha + \dfrac{10\, p_n}{N + 20} \\ \text{Für Maschinen ohne Cond. } \alpha = 1{\cdot}25 \\ \text{Für Maschinen mit Cond. } \alpha = 0{\cdot}30 \end{array}\right\} \quad (120)$$

Führt man die empirischen Formeln (119) und (120) in die Gleichung (α) ein, so folgt:

Für Maschinen ohne Condensation

$$p_n = fp - 1{\cdot}25 - \frac{10\, p_n}{N + 20}$$

$$p_n\,(N + 30) = (fp - 1{\cdot}25)\,(N + 20)$$

$$p_n = (fp - 1{\cdot}25)\left(\frac{N + 20}{N + 30}\right) \quad . \quad . \quad (121)$$

und für Maschinen mit Condensation

$$p_n = fp - 0{\cdot}30 - \frac{10\, p_n}{N + 20} - 0{\cdot}065 - 0{\cdot}002\, h$$

$$p_n\,(N + 30) = (fp - 0{\cdot}365 - 0{\cdot}002\, h)\,(N + 20)$$

$$p_n = (fp - 0{\cdot}365 - 0{\cdot}002\, h)\left(\frac{N + 20}{N + 30}\right) \quad (122)$$

Wir fügen noch eine aus Redtenbacher's Resultaten gezogene Tabelle bei, welche für $D = 0{\cdot}100$ bis $D = 1{\cdot}19$ den Werth von $\frac{D^2\,\pi}{4}$ auf 4 Decimalstellen gibt.

Das Zeichen 0· ist überall weggelassen; bis zu $D = 0{\cdot}999$ sind die ersten beiden Decimalstellen von D in der verticalen Colonne, die dritte in der obenangeschriebenen horizontalen Zeile zu suchen. Jene 4. Decimalstellen von $\frac{D^2\pi}{4}$, welche durch Correctur erhöht wurden, sind fetter gedruckt.

Tabelle für $\frac{D^2\pi}{4}$.

D	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	0078	0080	0082	0083	0085	0087	0088	0090	0092	0093
11	0095	0097	0099	0100	0102	0104	0106	0108	0109	0111
12	0113	0115	0117	0119	0121	0123	0125	0127	0129	0131
13	0133	0135	0137	0139	0141	0143	0145	0147	0150	0152
14	1054	0156	0158	0161	0163	0165	0167	0170	0172	0174
15	0177	0179	0181	0184	0186	0189	0191	0194	0196	0199
16	0201	0204	0206	0209	0211	0214	0216	0219	0222	0224
17	0227	0230	0232	0235	0238	0241	0243	0246	0249	0252
18	0254	0257	0260	0263	0266	0269	0272	0275	0278	0281
19	0284	0287	0290	0293	0296	0299	0302	0305	0308	0311
20	0314	0317	0320	0324	0327	0330	0333	0336	0340	0343
21	0346	0350	0353	0356	0360	0363	0366	0370	0373	0377
22	0380	0384	0387	0391	0394	0398	0401	0405	0408	0412
23	0415	0419	0423	0426	0430	0434	0437	0441	0445	0449
24	0452	0456	0460	0464	0468	0471	0475	0479	0483	0487
25	0491	0495	0499	0503	0507	0511	0515	0519	0523	0527
26	0531	0535	0539	0543	0547	0552	0556	0560	0564	0568
27	0573	0577	0581	0585	0590	0594	0598	0603	0607	0611
28	0616	0620	0625	0629	0633	0638	0642	0647	0651	0656
29	0661	0665	0670	0674	0679	0683	0688	0693	2697	0702
30	0707	0712	0716	0721	0726	0731	0735	0740	0745	0750
31	0755	0760	0765	0769	0774	0779	0784	0789	0794	0799
32	0804	0809	0814	0819	0824	0830	0835	0840	0845	0850
33	0855	0860	0866	0871	0876	0881	0887	0892	0897	0903
34	0908	0913	0919	0924	0929	0935	0940	0946	0951	0957
35	0962	0968	0973	0979	0984	0990	0995	1000	1007	1012
36	1018	1024	1029	1035	1041	1046	1052	1058	1064	1069
37	1075	1081	1087	1093	1099	1104	1110	1116	1122	1128
38	1134	1140	1146	1152	1158	1164	1170	1176	1182	1189
39	1195	1201	1207	1213	1219	1225	1232	1238	1244	1250
40	1257	1263	1269	1276	1282	1288	1295	1301	1307	1314
D	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

D	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
41	1320	1327	1333	1340	1346	1353	1359	1366	1372	1379
42	1385	1392	1399	1405	1412	1419	1425	1432	1439	1445
43	1452	1459	1466	1473	1479	1486	1493	1500	1507	1514
44	1521	1527	1534	1541	1548	1555	1562	1569	1576	1583
45	1590	1598	1605	1612	1619	1626	1633	1640	1647	1655
46	1662	1669	1676	1684	1691	1698	1706	1713	1720	1728
47	1735	1742	1750	1757	1765	1772	1780	1787	1795	1802
48	1810	1817	1825	1832	1840	1847	1855	1863	1870	1878
49	1886	1893	1901	1909	1917	1924	1932	1940	1948	1956
50	1964	1971	1979	1987	1995	2003	2011	2019	2027	2035
51	2043	2051	2059	2067	2075	2083	2091	2099	2107	2116
52	2124	2132	2140	2148	2157	2165	2173	2181	2190	2198
53	2206	2215	2223	2231	2240	2248	2256	2265	2273	2282
54	2290	2299	2307	2316	2324	2332	2341	2350	2359	2367
55	2376	2384	2393	2402	2411	2419	2428	2437	2445	2454
56	2463	2472	2481	2489	2498	2507	2516	2525	2534	2543
57	2552	2561	2570	2579	2588	2597	2606	2615	2624	2633
58	2642	2651	2660	2669	2679	2688	2697	2706	2715	2725
59	2734	2743	2753	2762	2771	2781	2790	2799	2809	2818
60	2827	2837	2846	2856	2865	2875	2884	2894	2903	2913
61	2922	2932	2942	2951	5961	2971	2980	2990	3000	3009
62	3019	3029	3039	3048	3058	3068	3078	3088	3098	3107
63	3117	3127	3137	3147	3157	3167	3177	3187	3197	3207
64	3217	3227	3237	3247	3357	3267	3278	3288	3298	3308
65	3318	3329	3339	3349	3359	3370	3380	3390	3400	3411
66	3421	3432	3442	3452	3463	3473	3484	3494	3505	3515
67	3526	3536	3547	3557	2568	3578	3589	3600	3610	3621
68	3632	3642	3653	3664	3675	3685	3696	3707	3718	3728
69	3739	3750	3761	3772	3783	3794	3805	3816	3827	3837
70	3848	3859	3870	3882	3893	3904	3915	3926	3937	3948
71	3959	3970	3982	3993	4004	4015	4046	4038	4049	4060
72	3072	4083	4094	4106	4117	4128	4140	4151	4162	4174
73	4185	4197	4208	4220	4231	4243	4254	4266	4278	4289
74	4301	4312	4324	4336	4347	4359	4371	4383	4394	4406
75	4418	4430	4441	4453	4465	4477	4489	4501	4513	4525
D	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

D	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
76	4536	4548	4560	4572	4584	4596	4608	4620	4632	4645
77	4657	4669	4681	4693	4705	4717	4729	4742	4754	4766
78	4778	4791	4803	4815	4828	4840	4852	4865	4877	4889
79	4902	4914	4927	4939	4951	4964	4976	4989	5001	5014
80	5027	5039	5052	5064	5077	5090	5102	5115	5128	5140
81	5153	5166	5178	5291	5204	5217	5230	5242	5255	5268
82	5281	5294	5307	5320	5333	5346	5359	5372	5385	5398
83	5411	5424	5437	5450	5463	5476	5489	5502	5515	5529
84	5542	5555	5568	5581	5595	5608	5621	5635	5648	5661
85	5675	5688	5701	5715	5728	5741	5755	5768	5782	5795
86	5809	5822	5836	5849	5863	5877	5890	5904	5917	5931
87	5945	5958	5972	5986	5999	6013	6027	6041	6055	6068
88	6082	6096	6110	6124	6138	6151	6165	6179	6193	6207
89	6221	6235	6249	6263	6277	6291	6305	6319	6333	6348
90	6362	6376	6390	6404	6418	6433	6447	6461	6475	6490
91	6504	6518	6533	6547	6561	6576	6590	6604	6619	6633
92	6648	6662	6677	6691	6706	6720	6735	6749	6764	6778
93	6793	6808	6822	6837	6851	6866	6881	6896	6910	6925
94	6940	6955	6969	6984	6999	7014	7029	7044	7058	7073
95	7088	7103	7118	7133	7148	7163	7178	7193	7208	7223
96	7238	7253	7268	7284	7299	7314	7329	7344	7359	7375
97	7390	7405	7420	7436	7451	7466	7482	7497	7512	7528
98	7543	7558	7574	7589	7605	7620	7636	7651	7667	7682
99	7698	7713	7729	7744	7760	7776	7791	7807	7822	7838
1·0	7854	8012	8171	8332	8495	8659	8825	8992	9161	9331
1·1	9503	9677	9852							
D	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

Für $D = 1{\cdot}13$ ist $\frac{D^2\pi}{4} = 1{\cdot}0029$, wofür genau genug 1·00, welcher Werth in der zweiten Zeile dieser Tabelle für $D = 0{\cdot}113$, nach entsprechender Anbringung des Decimalpunktes zu finden ist.

§. 30.

Kesseldimensionen und Brennstoffaufwand.

Die Kesseldimensionen sind immer aus dem Speisewasserverbrauch S zu bestimmen, nicht aber nach der Pferdekraft, weil ja das Güteverhältniss $\frac{N}{S}$ sehr variabel ist, je nach dem System der Maschine, also bei gleicher Pferdekraft sehr verschieden grosse Wassermengen zu verdampfen sind. Wenn man gleichwohl gewöhnlich sagt: „ein Kessel von 20 Pferdekraft", so versteht man darunter einen Kessel, der eine Hochdruckmaschine ohne Expansion und ohne Condensation mit Dampf zur Entwicklung von 20 Pferdekraft versehen kann, also einen Kessel von etwa $\frac{1}{6}$ Kil. Verdampfungsfähigkeit pr. Secunde.

Die nothwendige Heizfläche eines Kessels, welcher pr. Secunde S Kil. Wasser verdampfen soll, beträgt nach Redtenbacher's Resultaten

$$F = 150\, S \text{ Quadr.-Meter} \quad . \quad . \quad . \quad (123)$$

wobei man annehmen darf, dass der Kessel einen Wirkungsgrad von 66% hat, d. h. $\frac{2}{3}$ der am Rost entwickelten Wärme wirksam auf Dampfbildung verwendet wird, und $\frac{1}{3}$ derselben mit den in die Esse abziehenden Gasen und durch andere Nebenverluste verloren geht.

Jene Angabe fusst jedoch noch auf den Erfahrungen mit den früher üblich gewesenen Kesseln mit Siederohren und den noch immer vielfach beliebten sogenannten Cornwallerkesseln mit Rauchrohr und innerer oder äusserer Feuerung, welche durch das Einknicken des langen, dem Dampfdruck von Aussen ausgesetzten Rauchrohrs so häufig explodiren, und nothwendiger Weise geringeren ökonomischen Effect haben müssen, als einfache cylindrische Kessel von gleicher Heizfläche, weil das meist von innen mit Russ und von aussen mit Kesselstein belegte Rauchrohr eine weit weniger wirksame Heizfläche abgibt, als der leicht rein zu haltende cylindrische Kessel. Allein da von diesem nur 0·57 des Umfangs als Heizfläche dienen, so wird der einfache cylindrische Kessel bei gleicher Heizfläche bedeutend kostspieliger, und diess ist eben der Grund, warum

man noch so häufig Cornwallerkessel anfertigt. Viel sicherer als diese und vielleicht, aber kaum, ökonomischer, als die einfachen cylindrischen Kessel sind die jetzt sehr beliebten cylindrischen Kessel mit 1 oder 2 Vorwärmrohren. So nennt man nämlich die unterhalb des Hauptkessels gelegenen kleineren Nebenkessel, welche die zweite Hitze erhalten, aber bei den vergleichsweise immer noch grossen Dimensionen gegenüber dem Hauptkessel keineswegs bloss „vorwärmen", sondern auch Dampf erzeugen müssen. Diese „Vorwärmer" sind aber fast eben so schlechte Dampferzeuger, wie die verlassenen Siederohre, und haben vor diesen nur das voraus, dass sie nicht gar so schnell zu Grunde gehen, da sie nur die Nachhitze, nicht die erste Hitze bekommen. Aber auch bei ihnen ist wie bei den Siederohren der Uebelstand vorhanden, dass die entwickelten Dampfblasen nicht gleich hinauskönnen, sondern sich an der inneren Oberfläche des Rohrs anheften, einen Dampfpelz bilden (Ausdruck Redtenbacher's), der den Durchgang der Wärme verhindert, hingegen das Verbrennen der Röhre befördert, und dass diese Dampfbläschen erst nach Vereinigung mehrerer derselben zu einer grossen Blase ihren Ausweg zu dem entfernt gelegenen Stutzen finden, der sie durch die Wasserschicht des Hauptkessels in den Dampfraum führt. In der Absicht, diesen Uebelstand zu verbessern, hat eben Hentschel seine Kessel mit stark geneigten Siederohren angewendet, und man macht die Sache entschieden wieder schlecht, wenn man sogenannte Hentschelkessel mit geringer Neigung der Siederohre herstellt.

Für derlei Kessel mit Vorwärmrohr können wir aus diesen Gründen auch noch den Redtenbacher'schen Coëfficienten annehmen, und die ganze Heizfläche von $F = 150\ S$ zu gleichen Theilen auf den Haupt- und auf den Nebenkessel vertheilen. Ist

D der Durchmesser des Hauptkessels,

$0{\cdot}57\ \pi D = 1{\cdot}79\ D$ der von der ersten Flamme bespülte Umfang desselben,

L die Länge des Hauptkessels,

D_1 der Durchmesser des Vorwärmrohrs, das auch in 2 Röhren vom Durchmesser $\frac{1}{2} D_1$ getheilt werden kann,

L_1 die von den Gasen bespülte Länge desselben, so können wir setzen:

$$\left.\begin{aligned} 1{\cdot}8\ D\ L &= 75\ S \\ 3\ D_1\ L_1 &= 75\ S \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad (124)$$

woraus sich die Dimensionen der Kessel in Metermass ermitteln lassen.

Es versteht sich von selbst, dass man die Fläche 75 S auf mehrere Kessel vertheilen wird, wenn man für einen zu grosse Dimensionen bekommt. Ohnehin gibt man für je 2, 3, oder 4 im Gang befindliche Kessel einen gleich grossen Reservekessel.

Für einen einfachen cylindrischen Kessel bedürfen wir aber sicher zur gleichen Leistung keine so grosse Heizfläche, weil der sich entwickelnde Dampf sogleich ungehindert aufsteigt, also die Kesselfläche nicht theilweise durch einen Dampfpelz in ihrer Leitungsfähigkeit geschwächt wird. Wir werden kaum fehlen, wenn wir uns die Annahme erlauben, dass der einfache cylindrische Kessel ebenfalls 66% Wirkungsgrad gewährt, wenn seine Heizfläche

$$F = 1{\cdot}8\ D\ L = 110\ S \text{ bis } 120\ S \quad . \quad . \quad (125)$$

beträgt; letzteres, nämlich

$$F = 120\ S$$

wenn er mit kaltem Wasser gespeist wird; ersteres, nämlich

$$F = 110\ S$$

wenn das Speisewasser durch einen guten Röhrenapparat mittelst des abziehenden Dampfes gut vorgewärmt wird, (oder wenn der Kessel durch eine Giffard'sche Speisepumpe bedient wird, was jedoch ökonomisch nur dann gerechtfertigt erscheint, wenn der von der Maschine abziehende Dampf anderwärtig, z. B. zur Heizung von Localitäten verwendet werden soll.)

Solche einfache cylindrische Kessel werden dann noch immer nicht billiger sein, und erfordern längere Localitäten, allein sie werden sich besonders dann empfehlen, wenn es von Wichtigkeit ist, grossen Dampfraum zu besitzen; d. i. insbesondere der Fall bei einfachwirkenden Maschinen, die den Dampf stossweise, nicht continuirlich verbrauchen, und bei Maschinen mit unterbrochenem Betrieb, wie z. B. bei der Schachtförderung.

Eine Theilung des Zugs ist bei diesen (so wie bei den andern)

Kesseln ohne Vortheil, eher noch nachtheilig; desgleichen ist es nachtheilig, wenn man in der guten Absicht, die Berührungsdauer der Gase mit dem Kessel zu vergrössern, den Zug zu weit hält, weil die entfernten Gastheilchen durchaus nicht in der Lage sind Wärme an den Kessel abzugeben.

Eine Zugweite von 10 bis 15^{cm} (4 bis 6″) ist am entsprechendsten, wenn die Heizfläche nach (125) berechnet ist.

Nur wenn ein gegebener Kessel forcirt werden soll, also F beträchtlich kleiner ist als 110 S, scheint die Erfahrung nachzuweisen, dass man den jedenfalls geringeren Wirkungsgrad des Kessels durch grössere Weite des Zugs also grössere Berührungsdauer verbessert.

Eine übergrosse Anhäufung von Asche in den Zügen hat man eben nur bei den weiten Zügen, nicht bei einem engen zu besorgen; jedenfalls aber müssen Putzlöcher in der Stirnfläche des Kessels vorhanden sein, und der Zug immer rein gehalten werden.

Das Verhältniss zwischen L und D richtet sich nach der Localität. Selten ist L kleiner als 6 D, oft aber stark darüber.

Endlich kann man nach Redtenbacher's Resultaten den stündlichen Steinkohlenverbrauch in Kilogrammen mit

$$\mathfrak{S} = 520\, S \qquad \ldots\ldots \quad (126)$$

annehmen, wenn der Kessel mit 66% Nutzeffect arbeitet. S ist hierbei die Speisewassermenge in Kilogrammen pr. Secunde wie bisher.

Bei Verwendung schlechten Braunkohlenkleins ist der Verbrauch natürlich ungleich höher.

§. 31.

Numerische Beispiele.

Wir wollen den Gebrauch obiger Formeln durch einige Beispiele noch näher erläutern.

1. Beispiel. Es soll eine Mitteldruckmaschine mit 3facher Expansion und Condensation von 80 Pferdekräften berechnet werden, welche bei $1{\cdot}6^m$ Kolbengeschwindigkeit 30 Umgänge pr. Minute machen soll; die Kesselspannung soll in der

Regel nicht mehr als 20 Wiener Pfund pr. Quadratzoll = 1·56 Atmosphären Ueberdruck betragen, darf aber auf 2 Atmosphären gesteigert werden. Die Kaltwasserpumpe hat aus 10 Meter Tiefe zu heben. —

Wir finden zunächst die absolute Kesselspannung = 2.56 Atmosphären und somit die Cylinderspannung in der Volldruckperiode

$$p = {}^3/_4 \,.\, 2{\cdot}56 = 1{\cdot}92 \text{ Atmosphären}$$

wofür wir wegen der gestatteten Steigerung der Kesselspannung

$$p = 2 \text{ Atmosphären}$$

und nach der Dampftabelle

$$\sigma = 1{\cdot}116 \text{ Kil.}$$

annehmen.

Wir finden ferner für den Füllungsgrad $\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}333$ den Coëfficienten $f = 0{\cdot}608$, also $fp = 1{\cdot}216$

Wir schätzen bei 0·1 Atmosphären Spannung im Condensator die mittlere Vorderdampfspannung $p' = 0{\cdot}2$, also $1{\cdot}05\, p' = 0{\cdot}21$

nehmen an . . . . $r = 0{\cdot}085\, p = 0{\cdot}17$

und rechnen nach (119) . . . . $r' = 0{\cdot}085$

$$1{\cdot}05\, p' + r + r' = 0{\cdot}465$$

somit nach Gleichung (α) Seite 108,

$$p_n = 1{\cdot}216 - 0{\cdot}465 = 0{\cdot}751$$

Nach (122) hätten wir, ohne Schätzungen machen zu müssen, $p_n = 0{\cdot}755$ erhalten.

Sodann folgt nach (β)

$$n\,O\,s = 30\,c\,O = 48\;O = 0{\cdot}2177 \,.\, \frac{80}{0{\cdot}751} = 23{\cdot}19$$

$$O = 0{\cdot}483$$

Hierzu 1% von O auf den halben Kolbenstangenquerschnitt, falls die Maschine als Balanciermaschine mit einseitig durchgehender Kolbenstange construirt wird, folgt

$$\frac{D^2\,\pi}{4} = 0{\cdot}488, \; D = 0{\cdot}788$$

Der Kolbenschub ist nach (γ)

$$s = \frac{30\,c}{n} = \frac{30.\; 1{\cdot}6}{30} = 1{\cdot}6 \text{ Meter}$$

also $\frac{s}{D} = 2$, was wir beibehalten werden.

Nach (δ) ist das Güteverhältniss

$$\frac{N}{S} = \frac{144.\ 0{\cdot}751}{1{\cdot}116\ \left[0{\cdot}383\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}788}\right) - 0{\cdot}2.\ \frac{0{\cdot}2}{2}\right]}$$

$$= \frac{108{\cdot}14}{0{\cdot}485} = 223 \text{ Pferdekraft.}$$

somit der Speisewasserverbrauch pr Secunde

$$S = \frac{N}{223} = \frac{80}{223} = 0{\cdot}36 \text{ Kilo.}$$

Wollen wir Kessel mit Vorwärmrohr anwenden, so finden wir die Heizfläche der Hauptkessel nach (124)

$$F = 75\ S = 27 \text{ Quadr.-Meter.}$$

Vertheilen wir dieselbe auf 2 Kessel, so folgt für jeden derselben

$$\left.\begin{aligned} 1{\cdot}8\ D\ L &= 13{\cdot}5 \\ 3\ D_1\ L_1 &= 13{\cdot}5 \end{aligned}\right\}$$

Wird $D = 0.95^m$ (3 Fuss) angenommen, so folgt $L = 7{\cdot}87^m$ (25′), und wird, dem entsprechend, die von den Verbrennungsgasen bespülte Länge des Vorwärmrohrs mit $L_1 = 5{\cdot}37^m$ (17′) angenommen, so folgt $D_1 = 0{\cdot}838^m$ ($31\frac{3}{4}''$) wofür wir auch 2 Röhren von 16″ Durchmesser wählen können.

Würden solche Kessel zum Betrieb einer Hochdruckmaschine ohne Expansion und ohne Condensation verwendet, so würde man sie nicht 40, sondern nur 20 bis 25 pferdekräftig nennen, woran aber nicht die grössere Wandstärke, sondern nur das geringere Güteverhältniss der Maschine die Schuld trüge.

Der Steinkohlenverbrauch ist nach (126)

$$\mathfrak{S} = 520\ S = 520.\ 0{\cdot}36$$
$$= 187 \text{ Kilo} = 374 \text{ Zollpfund}$$

oder $\frac{374}{80} = 4{\cdot}67$ Pfd. pr. Pferdekraft und Stunde.

Nach Redtenbacher's Resultaten ist bei sogar etwas geringerer Cylinderspannung das Güteverhältniss einer 80 pferdekräftigen Mitteldruckmaschine mit Condensation = 228 Pferdekraft pr. 1 Kil. Speisewasser, und der Steinkohlenverbrauch pr. Pferdekraft und Stunde = 2·28 Kilo = 4·56 Pfund.

2. **Beispiel.** Um den Einfluss der Dampfspannung zu ersehen, so stellen wir die Frage:

Wie stark darf die Expansion sein, damit man bei $2\frac{1}{2}$ (statt $1\frac{1}{2}$) Atmosphären Kesselüberdruck mit der früher berechneten Maschine von

$$O = 0{\cdot}483,\ s = 1{\cdot}6 \text{ und } n = 30$$

abermals 80 Pferdekraft erhält?

Wir finden zunächst

$$p = \frac{3}{4}(2{\cdot}5 + 1) = 2{\cdot}625 \text{ Atm.}$$

$$\sigma = \frac{1{\cdot}369 + 1{\cdot}495}{2} = 1{\cdot}432 \text{ Kilo.}$$

Ferner ist gemäss des Zusammenhangs zwischen $n\,O\,s$ und $\frac{N}{p_n}$ die Nutzspannung p_n gegeben, nämlich wie früher

$$p_n = 0{\cdot}751$$

Schätzen wir mit Rücksicht auf die grössere Dampfspannung einerseits, aber auch stärkere Expansion andererseits, die Vorderdampfspannung sowohl als auch die Widerstände so gross wie früher, so erhalten wir auch wieder wie früher

$$1{\cdot}05\,p' + r + r' = 0{\cdot}465$$

somit nach (α)

$$fp = 0{\cdot}751 + 0{\cdot}465 = 1{\cdot}216$$

$$f = \frac{1{\cdot}216}{2{\cdot}625} = 0{\cdot}463$$

Aus der Tabelle für f (§. 29) ergibt sich mithin

$$\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}22$$

Man kann also in Folge der Erhöhung der Kesselspannung um 1 Atm. die Expansion schon nach 0·22 beginnen lassen, statt nach $\frac{1}{3}$, benöthigt aber natürlich stärkere Maschinentheile und grösseres Schwungrad, weil die Anfangsspannung und die auszugleichenden Ungleichheiten grösser sind als früher.

Der erzielte Nutzen zeigt sich im Güteverhältniss:

$$\frac{N}{S} = \frac{144.\ 0{\cdot}751}{1{\cdot}432\left[0{\cdot}27\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}788}\right) - 0{\cdot}2.\ \frac{0{\cdot}2}{2{\cdot}625}\right]}$$

$$= 246 \text{ Pferdekraft pr. 1 Kilo.}$$

Es wird dann

$$S = \frac{80}{246} = 0{\cdot}326 \text{ und}$$

$$\mathfrak{S} = 520\ S = 170 \text{ Kilo} = 340 \text{ Pfund}$$

oder $\frac{340}{80} = 4{\cdot}25$ statt $4{\cdot}67$ Zollpfund pr. Pferdekraft und Stunde.

Wir ersparen also durch Steigerung der Kesselspannung von $1\frac{1}{2}$ auf $2\frac{1}{2}$ Atmosphären 9% Brennstoff, und zwar eher weniger als mehr, weil die gleich gross geschätzte Widerstandsspannung eher zu schwach als zu stark angenommen sein wird. Man geht desshalb bei eincylindrigen Maschinen auch selten über 3fache Expansion, sobald es sich um unveränderliche Stärke der Maschine handelt. Der grosse Nutzen der Expansion tritt nur bei Maschinen mit veränderlichem Widerstand stark hervor, wie das 6. Beispiel zeigen wird.

3. Beispiel. Es soll eine Hochdruckmaschine mit 3facher Expansion ohne Condensation von 80 Pferdekräften berechnet werden, welche bei $1{\cdot}6^m$ Kolbengeschwindigkeit 30 Umgänge machen soll. Im Kessel darf eine Spannung von $4\frac{1}{2}$ Atmosphären Ueberdruck current bestehen.

Es ergibt sich wieder schätzungsweise

$$p = \frac{3}{4}(4{\cdot}5 + 1) = 4{\cdot}125 \text{ wofür 4 Atm.}$$

$$\sigma = 2{\cdot}107 \text{ Kil.}$$

$$f = 0{\cdot}608, \qquad fp = 2{\cdot}432$$

$$\left.\begin{array}{r} p' = 1{\cdot}12,\ 1{\cdot}05\,p' = 1{\cdot}176 \\ r = 0{\cdot}05\,p = 0{\cdot}200 \end{array}\right\}$$

$$p_n = fp - 1{\cdot}05\,p' - r = 1{\cdot}056$$

Dabei ist r mit 19% von p_n schon reichlich geschätzt. Nach (121) hätten wir $p_n = 1{\cdot}075$ erhalten. Bleiben wir aber bei obigem Resultat, so folgt weiter:

$$n\,O\,s = 30\,c\,O = 48\,O = 0{\cdot}2177 \cdot \frac{80}{1{\cdot}056}$$

$$O = 0{\cdot}344$$

Hierzu $2\frac{1}{2}$ % auf den Querschnitt der beiderseits durchgehenden Kolbenstange einer liegenden Maschine gibt

$$\frac{D^2\pi}{4} = 0{\cdot}3526, \quad D = 0{\cdot}670^m$$

$$s = \frac{30.\ 1\cdot6}{30.} = 1\cdot6,\ \frac{s}{D} = 2\cdot4$$

Wollten wir etwa ein kleineres Verhältniss von s zu D, so müssten wir O vergrössern, entweder durch Herabsetzung von n, oder wenn $n = 30$ beibehalten werden soll, durch Herabsetzung von c. Bleiben wir aber dabei, so folgt:

$$\frac{N}{S} = \frac{144.\ 1\cdot056}{2\cdot107\left[0\cdot383\left(1 + \frac{0\cdot15}{0\cdot67}\right) - 0\cdot2.\ \frac{1\cdot12}{4}\right]}$$

$$= \frac{152}{0\cdot870} = 175$$

Redtenbacher gibt $\frac{N}{S} = 171$ an.

Es folgt hiermit

$$S = \frac{N}{175} = \frac{80}{175} = 0\cdot457$$

Ordnen wir einfache cylindrische Kessel und einen guten Röhren-Vorwärmapparat an, so erhalten wir nach (125) die Heizfläche

$$F = 110\ S = 50\cdot27 \text{ Quadr.-Meter.}$$

Vertheilen wir dieselbe auf 3 im Gang befindliche Kessel, so folgt für jeden

$$1\cdot8\ D\ L = 16\cdot76$$

Wählt man $D = 1\cdot1^m$ ($3\frac{1}{2}$ Fuss), so folgt $L = 8\cdot47^m$ (26′ 10″)

Man wird denselben noch einen gleichen Reservekessel beigeben.

Der Steinkohlenverbrauch pr. Stunde folgt

$$\mathfrak{S} = 520\ S = 237\cdot6 \text{ Kilo} = 475 \text{ Pfd.}$$

oder pr. Pferdekraft und Stunde

$$\frac{475}{80} = 5\cdot94 \text{ Zollpfund.}$$

4. Beispiel. Man will die vorhergehend berechnete Maschine als Balanciermaschine mit Condensation als Reserve einrichten. Es fragt sich:

1) Wie gross muss die Kesselspannung sein, wenn man bei Benutzung der Condensation wieder 80 Pferdekraft erhalten will?

2) **Wie gross ist die Maximalleistung** bei Benutzung der vollen Kesselspannung von $4\frac{1}{2}$ Atmosphären Ueberdruck und gleichzeitiger Anwendung der Condensation?

In beiden Fällen soll die Umgangszahl = 30, so wie die 3fache Expansion beibehalten werden. Die Satzhöhe der Kaltwasserpumpe betrage 5 Meter.

ad 1. Wir schätzen

$$p' = 0{\cdot}2, \qquad 1{\cdot}05\, p' = 0{\cdot}21$$
$$r = 0{\cdot}2\, p_n = 0{\cdot}2 .\, 1{\cdot}056 = 0{\cdot}211$$
$$r' \text{ nach } (119) \qquad = 0{\cdot}075$$
$$\text{Summe} = 0{\cdot}496,$$

fügen hinzu den unverändert gebliebenen Werth $p_n = 1{\cdot}056$
und erhalten . . . . $fp = 1{\cdot}552$
oder auch, wir suchen fp aus (122) und finden es $= 1{\cdot}517$ entsprechend einer geringeren Schätzung der Widerstände.

Wegen $f = 0{\cdot}608$, folgt

$$p = \frac{1{\cdot}552}{0{\cdot}608} = 2{\cdot}55$$

und wenn man wieder p als $\frac{3}{4}$ der absoluten Kesselspannung annimmt, so folgt diese $= \frac{4}{3} .\, 2{\cdot}55 = 3{\cdot}40$ Atmosphären, also nicht ganz $2\frac{1}{2}$ Atmosphären Ueberdruck. Wir sehen also, dass wir durch Anbringung der Condensation die Kesselspannung nicht nur um *eine*, sondern um 2 Atmosphären herabsetzen dürfen, oder, was massgebender ist, die absolute Cylinderspannung von $p = 4$ auf $p = 2.55$ also nahe um $1\frac{1}{2}$ Atmosphären herabdrücken können, ohne an Betriebskraft zu verlieren, trotzdem, dass 2 Pumpen hinzu gekommen sind.

Wir arbeiten dann auch mit einem grösseren Güteverhältniss

$$\frac{N}{S} = \frac{144 .\, 1{\cdot}056}{1{\cdot}394\left[0{\cdot}383\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}67}\right) - 0{\cdot}2 \cdot \frac{0{\cdot}2}{2{\cdot}55}\right]}$$
$$= \frac{152}{0{\cdot}632} = 240$$

und verbrauchen somit im Verhältniss

$$\frac{175}{240} = \frac{0{\cdot}73}{1} \text{ weniger Dampf,}$$

wodurch wir nicht nur 27% Brennstoff ersparen, sondern noch

mehr, weil die nun einmal schon vorhandenen Kessel relativ gegen die kleiner gewordene Dampferzeugung grössere Heizfläche besitzen, also an und für sich schon einen grösseren Wirkungsgrad haben.

Die Anbringung der Condensation lässt uns also Herabsetzung der Cylinderspannung um $1\frac{1}{2}$ Atmosphären und Ersparung von $\frac{1}{3}$ des Brennstoffs erwarten.

ad 2. Hier hat p und f denselben Werth wie Anfangs,

$$p = 4,\ \sigma = 2{\cdot}107,\ f = 0{\cdot}608,\ fp = 2{\cdot}432$$

Die Vorderdampfspannung dürfen wir hier schon auf 0·26 schätzen, weil bei dieser extremen Leistung mit hochgespanntem Dampf die Condensation unvollkommener sein wird, ausser es wird schon mit Vorbedacht Condensator, Luft- und Kaltwasserpumpe grösser als normalmässig hergestellt.

Wir haben also $1{\cdot}05\ p' = 0{\cdot}273$
schätzen $r = 0{\cdot}08\ p = 0{\cdot}320$
und r' nach $(119) = 0{\cdot}075$
Summe $= 0{\cdot}668$
diess abgezogen von $fp = 2{\cdot}432$
bleibt $p_n = 1{\cdot}764$

Es ist also p_n im Verhältniss $\frac{1{\cdot}764}{1{\cdot}056} = 1{\cdot}67$ grösser als anfangs, d. h. wir erhalten $80 \times 1{\cdot}67 = 134$ Pferdekraft.

Die Maschine muss dann auch in der Stärke ihrer Theile als 133 pferdekräftige Maschine gebaut sein, wenn sie auch im currenten Betriebe nur auf 80 Pferde in Anspruch genommen ist.

Das Güteverhältniss stellt sich in diesem extremsten Fall auf

$$\frac{N}{S} = \frac{144.\ 1{\cdot}764}{2{\cdot}107\left[0{\cdot}383\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}67}\right) - 0{\cdot}2.\ \frac{0{\cdot}26}{4}\right]}$$

$$= \frac{254}{0{\cdot}961} = 264$$

Der Speisewasserverbrauch wird

$$S = \frac{134}{264} = 0{\cdot}508 \text{ Kilo}$$

und der Steinkohlenverbrauch würde $\mathfrak{S} = 520.\ 0{\cdot}508 = 264$ Kilo

$= 528$ Pfund oder $\frac{528}{134}$ d. i. nahe 4 Zollpfund pr. Pferdekraft und Stunde betragen, wenn die Kessel gleichen Wirkungsgrad hätten wie früher. Da sie aber nur auf eine Dampferzeugung von 0·457 statt 0·508 Kil. berechnet sind, so müssen sie jetzt durch stärkeres Heizen forcirt werden, wir werden also nicht unter $4\frac{1}{2}$ Pfd. pr. Pferdekraft und Stunde kommen.

5. Beispiel. Es soll eine Hochdruckmaschine ohne Expansion und ohne Condensation von 80 Pferdekraft berechnet werden, welche bei 1·6^m Kolbengeschwindigkeit 30 Umgänge pr. Minute machen soll. Im Kessel darf eine Spannung von $4\frac{1}{2}$ Atmosphären Ueberdruck bestehen. —

Wir finden wie früher

$$p = 4 \text{ Atm.} \quad \sigma = 2{\cdot}107$$

$$f \text{ für Volldruckmaschinen} = 0{\cdot}92$$

$$fp = 3{\cdot}68$$

$$p' = 1{\cdot}1, \quad 1{\cdot}05\, p' = 1{\cdot}155$$

$$r = 0{\cdot}08\, p = 0{\cdot}32$$

$$p_n = fp - 1{\cdot}05\, p' - r = 2{\cdot}205$$

Nach (121) hätte man $p_n = 2{\cdot}209$ erhalten. — Weiters ist

$$n\, O\, s = 30\, c\, O = 48\, O = 0{\cdot}2177 \,.\, \frac{80}{2{\cdot}205} = 7{\cdot}90$$

$$O = \frac{7{\cdot}90}{48} = 0{\cdot}1646$$

Hierzu $3\frac{1}{2}$ % auf den ganzen Querschnitt der beiderseits durchgehenden Kolbenstange, gibt

$$\frac{D^2\pi}{4} = 0{\cdot}170, \; D = 0{\cdot}465$$

$$s = \frac{30 \,.\, 1{\cdot}6}{30} = 1{\cdot}6, \; \frac{s}{D} = 3{\cdot}44$$

Diess ist aber, insbesondere für eine liegende Maschine, schon ein ungewöhnlich grosses Verhältniss des Kolbenschubes zum Durchmesser, und man zieht in der Regel ein kleineres Verhältniss zwischen s und D vor, damit der Kolben doch in erheblicher Weise von der stark gehaltenen, zu beiden Seiten des Cylinders durch Traversen geführten Kolbenstange getragen werde, und nicht mit vollem Gewichte auf der unteren Cylinder-

hälfte aufruhe. Wollen wir daher $\frac{s}{D}$ kleiner haben, so müssen wir uns zu einer geeigneten Aenderung der Angaben herbeilassen. Wir werden entweder die Vorgelege von der Dampfmaschine zur Arbeitsmaschine ändern, und so einrichten, dass die Maschine 40 Umgänge pr. Minute macht, womit wir

$$s = \frac{30 \,.\, 1{\cdot}6}{40} = 1{\cdot}2^m = 2{\cdot}58\ D$$

erhalten, oder wir werden in dem Fall, als die Dampfmaschine direct ohne Vorgelege auf die Betriebswelle wirkt, und die 30 Umgänge beibehalten werden müssen, die Geschwindigkeit von $1{\cdot}6^m$ auf $1{\cdot}3^m$ reduciren und O neuerdings bestimmen aus

$$30\ c\ O = 39\ O = 7{\cdot}90$$

$$O = 0{\cdot}2026,\ \frac{D^2\pi}{4} = 0{\cdot}210,\ D = 0{\cdot}517$$

$$s = \frac{30 \,.\, 1{\cdot}3}{30} = 1{\cdot}3,\ \frac{s}{D} = 2{\cdot}51$$

oder wir werden von beiden Mitteln Gebrauch machend

$$n = 36,\ c = 1{\cdot}4^m \text{ setzen,}$$

und erhalten,

$$30\ c\ O = 42\ O = 7{\cdot}90,$$

$$O = 0{\cdot}188,\ \frac{D^2\pi}{4} = 0{\cdot}195,\ D = 0{\cdot}498$$

$$s = \frac{30 \,.\, 1{\cdot}4}{36} = 1{\cdot}167,\ \frac{s}{D} = 2{\cdot}34$$

Bleiben wir bei dieser Combination, setzen wir also:

$$n = 36 \qquad O = 0{\cdot}188$$
$$s = 1{\cdot}167 \qquad D = 0{\cdot}50$$

so folgt nach (δ)

$$\frac{N}{S} = \frac{170 \,.\, 2{\cdot}205}{2{\cdot}107\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}50} - 0{\cdot}228\ \frac{1{\cdot}1}{4}\right)}$$

$$= \frac{375}{2{\cdot}607} = 143$$

Redtenbacher gibt für eine 80 pferdekräftige Hochdruckmaschine $\frac{N}{S}$ nur $= 124$ an. Die etwas grosse Abweichung gegen unser Resultat hat ihren Grund hauptsächlich darin, dass Redten-

bacher den Dampfverbrauch so rechnet, als ob der ganze Cylinder voll, (nicht nur $\frac{s_1}{s} = 0·795$) und überdiess noch der schädliche Raum mit Hochdruckdampf (von 3½ Atmosphären) zu erfüllen wäre, und als ob durch die Compression gar nichts zurückgewonnen würde.

Wir finden weiters

$$S = \frac{80}{143} = 0·560 \text{ Kilogramm}$$

wofür wir vielleicht 3 Kessel mit Vorwärmer und einen in Reserve anwenden werden (siehe 1. Beispiel), und wir berechnen den Steinkohlenverbrauch auf $\mathfrak{S} = 520 . 0·56 = 291$ Kilo d. i. pr. Pferdekraft und Stunde $\frac{291}{80} = 3·6375$ Kilo $= 7·275$ Zollpfund.

6. Beispiel. Die vorhergehend berechnete Maschine soll bei sehr variablem Nutzwiderstand in Anwendung kommen. Sie wird daher mit variabler Expansion vorgerichtet und zwar ist der grösste Füllungsgrad durch die Construction der Expansionsvorrichtung $= 0·7$ gegeben. Es fragt sich 1. wie gross ist ihre Leistung für die einzelnen Expansionsgrade, wenn die Anzahl Umgänge immer $= 36$, die mittlere Kolbengeschwindigkeit $= 1·4$ Meter, und die Kesselspannung 4½ Atmosphären Ueberdruck betragen soll, und wenn die Cylinderspannung zur Sicherheit nur mit 0·7 der absoluten Kesselspannung angenommen werden soll, und 2. wie weit kann die Expansion getrieben werden, ohne dass Luft in den Cylinder eintritt?

Hier ist gegeben:

$$p = 0·7\,(4·5 + 1) = 3·85 \text{ Atmosphären.}$$

$$\sigma = 2·034$$

Wir wollen zunächst die zweite Frage ins Auge fassen.

Ist $\frac{s_1}{s}$ der Füllungsgrad, so ist nach (105) der wahre Expansionsgrad

$$\varepsilon = \frac{1·005}{\frac{s_1}{s} + 0.05}$$

Wird daher von der geringen Condensation durch Expansion abgesehen, so ist das specifische Gewicht des Dampfes im Augenblick des Beginns der Communication des Hinterdampfes mit der Atmosphäre

$$\sigma' = \frac{\sigma}{\varepsilon} = 2{\cdot}032 \left(\frac{\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05}{1{\cdot}005} \right)$$

$$= 2{\cdot}02 \frac{s_1}{s} + 0{\cdot}1$$

Wir dürfen also höchstens $2{\cdot}02 \frac{s_1}{s}$ = dem specifischen Gewicht des Dampfes von einer Atmosphäre machen, also $= 0{\cdot}589$ woraus folgt:

$$\frac{s_1}{s} = \frac{0{\cdot}589}{2{\cdot}02} = 0{\cdot}29$$

Der niedrigste Füllungsgrad ist demnach $\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}3$. Wollte man weiter expandiren, so müsste die Maschine mit Condensation eingerichtet werden.

Die Vorderdampfspannung können wir bei allen Expansionen mit $p' = 1{\cdot}1$ annehmen.

Die Widerstandsspannung r schätzen wir bei Volldruck $= 0{\cdot}08\, p = 0{\cdot}308$ und bei 0·3 Füllung $= 0{\cdot}065\, p = 0{\cdot}250$.

Wir erhalten demnach folgendes Schema:

$\frac{s_1}{s}$	0·795	0·7	0·6	0·5	0·4	0·3
p	3·85	3·85	3·85	3·85	3·85	3·85
f	0·920	0·887	0·834	0·765	0·678	0·570
fp	3·541	3·414	3·210	2·944	2·609	2·194
$1{\cdot}05\, p'$	1·155	1·155	1·155	1·155	1·155	1·155
r	0·308	0·297	0·285	0·273	0.262	0·250
p_n	2·078	1·962	1.770	1·516	1·192	0·789
$n\, O\, s$	7·9	7·9	7·9	7·9	7·9	7·9
N	72·6	71·2	64·2	55·0	43·3	28·6
$\frac{N}{S}$	141	151	159	163	160	145
S	0·515	0·471	0·404	0·337	0·270	0·197

Hierbei wurde N nach (β) mit

$$N = 4{\cdot}593\ n\ O\ s\ .\ p_n = 36{\cdot}285\ p_n$$

und $\frac{N}{S}$ nach (ε) mit

$$\frac{N}{S} = \frac{144\ p_n}{\left[2{\cdot}034\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}50}\right) - 0{\cdot}2\ \frac{1{\cdot}1}{3{\cdot}85}\right]}$$

$$= \frac{54{\cdot}46\ p_n}{\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right) - 0{\cdot}044} = \frac{54{\cdot}46\ p_n}{\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}006}$$

berechnet.

Wir entnehmen diesem Schema, dass die früher 80 pferdekräftige Maschine bei 3·85 statt 4 Atmosphären Cylinderspannung auf $72\frac{1}{2}$ Pferdekraft gesunken ist, und dass sie ungefähr bei einer Füllung von 0·333 oder bei 3facher Expansion eine halb so grosse Leistung gibt, als bei Volldruck. Wir sehen ferner, dass das Güteverhältniss nur Anfangs stark steigt, bei halber Füllung ein Maximum wird und dann wieder abnimmt, was davon herrührt, dass die schädlichen Widerstände in weit geringerem Mass abnehmen als der nützliche Widerstand. Bei Volldruck betrug r nur 15% von p_n, bei 0·3 Füllung aber, wo die Maschine nur mehr mit $28\frac{1}{2}$ Pferdekraft arbeitet, wurde r mit fast 32% von p_n geschätzt, und wohl kaum überschätzt.

Wir haben also bei 0·3 Füllung wieder ungefähr dasselbe Güteverhältniss wie bei Volldruck mit 3·85 Cylinderspannung. Hätten wir aber die Maschine nicht durch Anwendung von Expansion, sondern bloss durch Verringerung der Cylinderspannung vermittelst des Regulirungsventils auf 28·6 Pferdekraft oder auf $p_n = 0{\cdot}789$ herabdrücken wollen, so hätten wir ein weit ungünstigeres Resultat erhalten. Nehmen wir nämlich die Widerstände ebenso an, wie früher, so erhalten wir auch den gleichen Werth von $fp = 2{\cdot}194$. Da aber bei Volldruck $f = 0{\cdot}92$ ist, so folgt $p = 2{\cdot}385$ wofür wir $\sigma = 1{\cdot}31$ annehmen dürfen. Hiermit folgt nach (δ)

$$\frac{N}{S} = \frac{170\ .\ 0{\cdot}789}{1{\cdot}31\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}50} - 0{\cdot}2\ .\ \frac{1{\cdot}1}{2{\cdot}385}\right)}$$

$$= \frac{134 \cdot 1}{1 \cdot 582} = 85 \text{ statt } 145$$

Wir hätten also bei Anwendung verminderter Spannung nicht 0·197 sondern $0 \cdot 197 \frac{145}{85} = 0 \cdot 277$ Kil. Dampf benöthigt, um mit 28·6 Pferdekraft zu arbeiten. Wir ersparen also durch Anwendung der Expansion 0·277 — 0·197 = 0·08 Kilogramm oder $\frac{8}{0 \cdot 277} = 29\%$ der Dampfmenge. Das Brennstoffersparniss ist aber noch grösser, weil wir schon einmal die Kessel zur Entwicklung von 0·515 Kil. Dampf für 72 Pferdekraft vorhanden haben, und die Kesselheizfläche demnach schon in ein sehr günstiges Verhältniss zur Dampferzeugung kommt, wenn man nur 0·277 Kil. Dampf pr. Secunde zu erzeugen hat, und in ein noch günstigeres, wenn diese Menge auf 0·197 Kil. sinkt. Die Kessel werden dann nicht mit 66, sondern mit 75% Wirkungsgrad arbeiten.

Es fällt aus diesem Grunde der günstigste Werth von $\frac{N}{\mathfrak{S}}$ (die mit 1 Kil. Kohle pr. Stunde producirte Anzahl Pferdekraft) nicht mit dem günstigsten Werth des Dampfmaschinengüteverhältnisses $\frac{N}{S}$ (der mit 1 Kil. Speisewasser pr. Secunde producirten Anzahl Pferdekraft) zusammen, weil der Quotient $\frac{3600\,S}{\mathfrak{S}}$ (die mit 1 Kil. Kohle erzeugte Dampfmenge in Kilogrammen) den man das Güteverhältniss des Kessels nennen könnte, nicht constant $= \frac{3600\,S}{520\,S} = 6 \cdot 92$ Kil. ist, sondern bei gegebener Heizfläche desto grösser ist, je kleiner die pr. Secunde zu erzeugende Dampfmenge wird.

Maschinen mit variablem Widerstand werden es also vorzüglich sein, bei welchen wir Expansion mit dem aller entschiedensten Vortheil anwenden werden, und zwar variable Expansion, angepasst dem jeweiligen Widerstand. Solche Fälle kommen im Bergwesen häufig vor. Z. B. eine Dampfmaschine bedient eine Anzahl von Aufbereitungsmaschinen, von welchen gerade die kraftconsumirendsten, die Quetschen, nicht beständig in Betrieb sind. Man wird dann recht zweckmässig

eine liegende 30 pferdekräftige Hochdruck-Dampfmaschine mit Meyer'scher variabler Expansion (eine Kammer, zweilappiger Expansionsschieber mit besonderem Excenter) aufstellen, welche Maschine bei 0·3 Füllung auf 12 Pferdekraft reducirt werden kann. Desgleichen wenn mehrere Gatter- und Kreissägen und dergl. durch eine Maschine zu bedienen sind. Oder man richtet die Schachtpumpen (Wasserhaltungspumpen) mit auswechselbaren Plungern vor, arbeitet bei grossem Wasserzufluss mit Volldruck und den grossen Plungern, bei normalem Gang aber nur mit 3facher Expansion und mit Plungern von 0·707 Durchmesser oder halben Querschnitt.

Die häufigste Anwendung dieses Princips sollte man eigentlich bei der Schachtförderung erwarten, wo die Umstände eclatant dafür sprechen.

Man fördert z. B. aus einem 1000 Fuss tiefen Schacht auf einer in Führungen gehenden Schale 2 Kohlenwägen von zusammen 20 Centner Ladung; die Schale und die beiden Fördergefässe wiegen 13 Centner, das Drahtseil 7 Centner. Da sich die Gefässe an dem aufgehenden und an dem niedergehenden Seil immer Gleichgewicht halten, wenn sich die Seile auf gleiche cylindrische Trommeln auf- und abwickeln, so hat man also mit der Maschine anfangs, wo die Ladung aus der Tiefe anzuheben ist, einen Nutzwiderstand von $20 + 7 = 27$ Centner, und zuletzt, wenn das Seil mit der leeren Schale in die Tiefe und die angegebene Ladung zu Tag gekommen ist, nur einen Widerstand von $20 - 7 = 13$ Centner, also nur die Hälfte. Soll nun die Maschine schon gleich nach dem, jederzeit sachte geschehenden, Anhub in lebhaften Gang kommen, und mit constanter Geschwindigkeit von 10 Fuss pr. Secunde bis zu Tage fördern, so muss sie auf die Gewältigung des Nutzwiderstandes von 27 Centner construirt sein, und während der 100 Secunden dauernden Förderung continuirlich bis auf halbe Leistung herabgesetzt werden. Erfolgt diese Schwächung nur mittelst des Regulirungsventils oder der Drosselklappe, so arbeitet man zufolge des oben Gesagten sehr ungünstig.*) In der Regel bedient

*) Die obige Berechnung bezieht sich eigentlich auf Herabsetzung der Kesselspannung. Bei Beibehaltung derselben und starker Drosselung arbeitet

man sich der Coulissensteuerung zur Bewerkstelligung dieser allmäligen Kraftermässigung, indem man den Hebel derselben mehr und mehr gegen den sogenannten todten Punkt hinbewegt, auf welchem stehend, eine so kleine unzweckmässige Bewegung des Schiebers erfolgt, dass die Maschine nicht so viel Kraft zu entwickeln vermag, als die Widerstände consumiren. Da man auch bei der Stellung des Hebels auf dem todten Punkt noch Dampf consumirt, wenn die Maschine noch im Gang ist, so lässt sich schon hieraus schliessen, dass der Dampfverbrauch nicht in demselben Verhältnisse sinken werde, wie die Nutzlast abnimmt, und dass man also auch nicht bei halber Nutzlast nur die halbe Dampfmenge, oder sogar noch weniger benöthigen werde, wie diess in obigem Schema unter Voraussetzung einer anderen tadellosen Expansionsvorrichtung der Fall war.

Die Coulissensteuerung ist eben nur eine ausgezeichnete Umsteuerungsvorrichtung, aber eine mangelhafte Expansionsvorrichtung, wenn gleich auch die Benützung der Expansion mittelst der Coulisse immer noch beträchtlich besser ist, als die blosse Drosselung und Arbeit mit Volldruck bei verminderter Spannung. Man bleibt in der Regel bei der alleinigen Anwendung der Coulisse, um die Maschine nicht zu compliciren, denn will man die Sache gut machen, so muss nebst den beiden Excentern für die Coulisse, die man der Umsteuerung halber braucht (nämlich wegen des Wechselns der Bewegungsrichtung) auch noch ein drittes Excenter für den Expansionschieber vorhanden sein.

Da man jedoch durch Anwendung dieses Expansionsschiebers immerhin, auch gegenüber der Coulisse, wenigstens noch 10% Brennstoffersparniss erzielen kann, so dürfte die Anwendung derselben doch angezeigt sein, insbesondere wenn es sich nicht um Kohlenwerke, sondern um Metallwerke handelt, welche die Kohlen theuer erkaufen müssen. Ich würde in solchem Falle die Maschine mit einem Schwungkugelregulator ausstatten, der aber nicht eine Drosselklappe zu reguliren, sondern nur einen ganz leichten Geschwindigkeitszeiger zu bewegen hat,

man schon günstiger, weil dann im Cylinder nicht gesättigter, sondern dünnerer überhitzter Dampf ist.

welchen der die variable Expansion dirigirende Maschinenwärter im Auge hat, so dass er die Maschine beständig dem abnehmenden Widerstand anpassen und auf gleicher Geschwindigkeit erhalten kann.

Für eine Förderung aus mehr als 2000 bis 3000 Fuss Tiefe wäre es angezeigt, die Maschine auch noch mit Condensation zu versehen, damit man die Expansion weiter treiben kann. Bei solchen Maschinen mit Condensation und sehr starker Expansion wird, wie wir bei den einfach wirkenden Maschinen sehen werden, der Vortheil der Dampfheizung bedeutend; es wäre also dann auch noch der Cylinder mit einem Mantel zu umgeben und mit Dampf zu heizen, um alles zu thun, was den Brennstoffverbrauch herabsetzen kann.

7. Beispiel. Es soll ein kleines Dampfpump-Maschinchen ohne Expansion und ohne Condensation von 2 Pferdekraft berechnet werden, mit 70 Umgängen pr Minute, $0{\cdot}8^m$ Kolbengeschwindigkeit und 3·85 Atmosphären Cylinderspannung. — Wir finden:

$$fp = 0{\cdot}92 \,.\, 3{\cdot}85 = 3{\cdot}542$$
$$p' = 1{\cdot}333, \quad 1{\cdot}05\, p' = 1{\cdot}400$$
$$r = 0{\cdot}14\, p = 0{\cdot}539$$
$$p_n = fp - 1{\cdot}05\, p' - r = 1{\cdot}603$$
$$n\, O\, s = 30 \,.\, 0{\cdot}8\; O = 24\; O = 0{\cdot}2177 \cdot \frac{2}{1{\cdot}603}$$
$$O = 0{\cdot}0113$$

Ein Zuschlag auf die Kolbenstange von $3\frac{1}{2}$ % gibt $\frac{D^2\pi}{4} = 0{\cdot}0117$, $D = 0{\cdot}122$

$$s = \frac{30 \,.\, 0{\cdot}8}{70} = 0{\cdot}343^m, \quad \frac{s}{D} = 3{\cdot}81$$
$$\frac{N}{S} = \frac{170 \cdot 1{\cdot}603}{2{\cdot}032\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}122} - 0{\cdot}228 \,.\, \frac{1{\cdot}333}{3{\cdot}85}\right)}$$
$$= 62{\cdot}4$$
$$S = \frac{2}{62{\cdot}4} = 0{\cdot}032$$

Wenn gleich das Maschinchen nebenbei von dem Kessel

einer anderen grösseren Maschine bedient wird, so können wir doch den auf dasselbe entfallenden Brennstoffaufwand rechnen: $\mathfrak{S} = 520\, S = 16{\cdot}6$ Kilo $= 33{\cdot}2$ Zollpfund oder 16·6 Pfd. pr. Pferdekraft und Stunde.

§. 32.

Berechnung von Tabellen.

Damit man in Normalfällen so schnell als möglich zum Resultat gelange, so ist in der nachfolgenden Tabelle der Werth von $\frac{n\,O\,s}{N} = \frac{30\,c\,O}{N}$ für die verschiedenen Systeme und Werthe von N mit Zugrundelegung der Formeln (121) und (122), und der Werth von $\frac{N}{S}$ mit Zugrundelegung der Geschwindigkeit von beziehungsweise

$$c = 0{\cdot}8,\ 1,\ 1{\cdot}2,\ 1{\cdot}3,\ 1{\cdot}4,\ 1{\cdot}5,\ 1{\cdot}6$$
$$\text{für } N = 1,\ 6,\ 10,\ 20,\ 30,\ 80,\ 140$$

berechnet worden, was jedoch nicht hindert, denselben auch für andere Geschwindigkeiten annähernd beizubehalten, weil $\frac{N}{S}$ nur in secundärer Weise von c abhängig ist.

Die Kesselspannung wurde bei Hochdruckmaschinen mit $4^1/_2$ und bei Condensationsmaschinen mit $1^3/_4$ Atmosphären Ueberdruck und die Cylinderspannung mit 0·7 der absoluten Kesselspannung, also beziehungsweise mit

$$p = 0{\cdot}7\,(4{\cdot}5 + 1) = 3{\cdot}85 \text{ und}$$
$$p = 0{\cdot}7\,(1{\cdot}75 + 1) = 1{\cdot}925$$

also bei den Condensationsmaschinen gerade halb so gross, als bei den Hochdruckmaschinen angenommen.

Diesen Spannungen entsprechen zufolge der Dampftabelle specifische Gewichte von

$$\sigma = 2{\cdot}034 \text{ und } 1{\cdot}078 \text{ Kil.}$$

Für die Satzhöhe h der Kaltwasserpumpe wurde 10^m in Rechnung genommen:

Hiermit folgt:

I. Für Hochdruckmaschinen ohne Expansion und ohne Condensation

$$p_n = 2 \cdot 292 \left(\frac{N+20}{N+30}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (127)$$

II. Für Hochdruckmaschinen mit 3facher Expansion ohne Condensation

$$p_n = 1 \cdot 09 \left(\frac{N+20}{N+30}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (128)$$

III. Für Mitteldruckmaschinen mit 3facher Expansion und Condensation

$$p_n = 0 \cdot 785 \left(\frac{N+20}{N+30}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (129)$$

Werden diese Werthe in die Gleichung (β) eingeführt, so erhält man Gleichungen von der Form

$$n\ O\ s = \alpha \left(\frac{N+30}{N+20}\right) N \quad . \quad . \quad . \quad (130)$$

wobei α für System I., II., III. die Werthe hat: $\alpha = 0 \cdot 095$, $0 \cdot 200$, $0 \cdot 2773$. Für den Wiener Fuss als Einheit hat α den $31 \cdot 658$fachen Werth also beziehungsweise:

$$\alpha = 3 \cdot 0,\ 6 \cdot 33,\ 8 \cdot 78$$

Bei Berechnung von $\frac{N}{S}$ wurde das im Nenner erscheinende negative Glied

$$x = 0 \cdot 228 \frac{p'}{p}, \text{ beziehungsweise } 0 \cdot 2 \frac{p'}{p}$$

wie folgt in Rechnung genommen:

N	Werth von x bei System		
	I.	II.	III.
1	0·080	0·065	0·014
6	0·077	0·064	0·014
10	0·075	0·063	0·014
20	0·073	0.062	0·013
30	0·071	0·061	0·013
80	0·068	0·058	0·012
140	0·065	0·057	0·011

Man erhält zur Berechnung von $\frac{N}{S}$, wenn in den Gleichun-

gen (δ) (ε) für p_n der Werth aus (β) substituirt wird:

$$p_n = \frac{1}{4{\cdot}593 \ \frac{n\,O\,s}{N}}$$

nachfolgende Formeln für die 3 Systeme von Dampfmaschinen:

$$\text{Für I:} \quad \frac{N}{S} = \frac{18.20}{\frac{n\,O\,s}{N}\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{D} - x\right)} \quad . \quad (131)$$

$$\text{Für II:} \quad \frac{N}{S} = \frac{15{\cdot}41}{\frac{n\,O\,s}{N} \cdot \left[0{\cdot}383\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{D}\right) - x\right]} \quad (132)$$

$$\text{Für III:} \quad \frac{N}{S} = \frac{29{\cdot}08}{\frac{n\,O\,s}{N}\left[0{\cdot}383\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{D}\right) - x\right]} \quad . \quad (133)$$

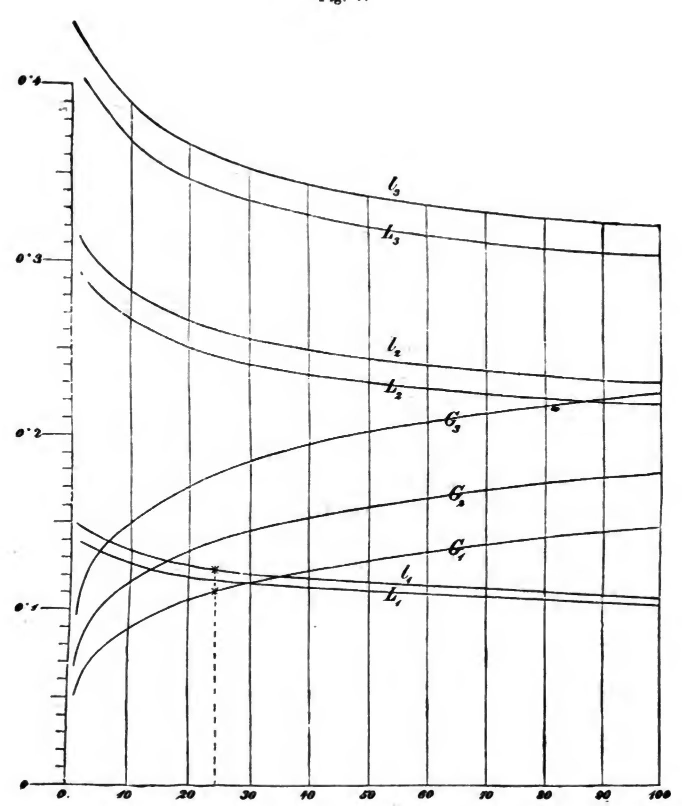
Die Resultate der Gleichungen (130) bis (133) sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle
zur Berechnung der Dampfmaschinen nach den Systemen I, II, III.

Pferdestärke N	Werth von $\frac{n\,O\,s}{N} = \frac{30\,c\,O}{N}$						Güteverhältniss $\frac{N}{S}$ bei System		
	Für Metermass			Für Wiener Mass					
	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.
9	0.1402	0.2952	0.4094	4.429	9·344	12·96	49	68	94
6	0.1315	0.2769	0.3839	4.154	8·765	12·16	80	104	138
10	0.1267	0.2667	0·3697	4.000	8·440	11·71	89	115	149
20	0.1187	0.2500	0.3466	3.750	7·912	10.97	105	134	171
30	0.1140	0.2400	0.3328	3.600	7·596	10·54	115	145	184
80	0.1045	0.2200	0.3050	3.300	6·963	9·658	141	172	217
140	0.1009	0.2125	0.2946	3.188	6·725	9·329	153	186	232

Um nicht für Zwischenwerthe von N die Rechnung machen zu müssen, und sich zugleich zu überzeugen, ob kein Rechnungsfehler vorgefallen sei, kann man die Resultate in einem Diagramm graphisch darstellen, wie es in kleinem Massstab in Fig. 7 geschehen ist. Auf der Abscissenlinie ist die Stärke der Maschine in Pferdekräften aufgetragen, und als Ordinaten sind in den Linien L_1 L_2 L_3 die Werthe von $\frac{n\,O\,s}{N}$ für Metermass, in den

Fig. 7.



Linien G_1 G_2 G_3 die Werthe von $\frac{1}{1000} \cdot \frac{N}{S}$ und in den Linien l_1 l_2 l_3 die Werthe von $\frac{1}{30} \frac{n\,O\,s}{N} = \frac{c\,O}{N}$ für Wiener Mass aufgetragen.

Der Gebrauch einer solchen berechneten und graphisch dargestellten Tabelle ist selbstverständlich. Man soll z. B. eine Hochdruckmaschine von 24 Pferdekraft ohne E., ohne C. in Wiener Mass bestimmen, welche bei 3·65 Fuss Kolbengeschwindigkeit (1·132^m) 43 Umgänge pr. Minute machen soll (Annahme in Redtenbacher's Resultaten).

Man entnimmt der Fig. 7 für $N = 24$ auf Linie l_1 den Werth $\frac{c\,O}{N} = 0{\cdot}123$ also

$$c\,O = 0{\cdot}123 \,.\, 24 = 2{\cdot}952$$

$$O = \frac{2{\cdot}952}{3{\cdot}65} = 0.809 \text{ Quadr.-Fuss.}$$

Hierzu $3\frac{1}{2}$ % auf den Kolbenstangenquerschnitt gibt

$$\frac{D^2\pi}{4} = 0{\cdot}837,\ D = 1{\cdot}033,\ (0{\cdot}326^m)$$

$$s = \frac{30\,c}{n} = \frac{109{\cdot}5}{43} = 2{\cdot}546 = 2{\cdot}46\,D$$

$\frac{N}{S}$ auf Linie $G_1 = 111$ Pferdekraft. Dampfverbrauch $S = \frac{24}{111}$ $= 0{\cdot}216$ Kilo pr. Secunde.

Heizfläche des Kessels mit Vorwärmer

$$F = 150\,S = 32{\cdot}4 \text{ Quadratmeter}$$
$$= 324 \text{ Wien. Quadr.-Fuss}$$

womit nach (24)

$$\left.\begin{aligned} 1{\cdot}8\,D\ \ L &= 162 \\ 3\,D_1\,L_1 &= 162 \end{aligned}\right\}$$

z. B. $D = 3{\cdot}5'$, $L = 25{\cdot}7'$

$$L_1 = 18',\ D_1 = 3' \text{ oder 2mal } 18''.$$

Steinkohlenverbrauch $\mathfrak{S} = 520\,S = 112$ Kilo $= 224$ Zollpfund oder $9\frac{1}{3}$ Pfd. pr. Pferdekraft und Stunde.

Nach Redtenbacher's Resultaten wäre $D = 0{\cdot}315$,

$$\frac{N}{S} = 115,\ \mathfrak{S} = 24 \,.\, 4{\cdot}56 = 109 \text{ Kilo.}$$

Die schwächeren Maschinen, besonders jene des Systems I. (Hochdruck, ohne, ohne) fallen nach Redtenbacher's Resultaten verhältnissmässig etwas klein aus, wie aus folgendem Vergleich ersichtlich ist:

Werth von $\frac{n\,O\,s}{N}$ nach Redtenbacher*),

N	I.	II.	III.
4	0·1114	0·2434	0·3689
140	0·1008	0·2149	0·2813

Der Unterschied zwischen dem $\frac{n\,O\,s}{N}$ bei kleinen u. grossen Maschinen ist nach diesen Angaben beim System I. auffallend gering.

Nach dem hier entwickelten Vorgang kann man sich für den currenten Bedarf, Tabellen für verschiedene Spannungen und verschiedene Expansionsgrade mit geringer Mühe anfertigen.

§. 33.
Berechnung einer Woolf'schen Maschine.

Die Woolf'sche Maschine ist in ihrer Anwendung nur eine geistreiche Combination, welche gestattet, höhere als dreifache Expansion anzuwenden, ohne bei gleich gross verlangtem Gleichförmigkeitsgrad das Schwungrad vergrössern zu müssen, oder welche bei Anwendung desselben Schwungrads, das man einer eincylindrigen Maschine von gleicher Expansion und gleicher Anzahl Umgänge geben würde, einen grösseren Grad von Gleichförmigkeit gewährt. Principiell ist sie aber vollkommen ebenso zu behandeln, wie eine eincylindrige Maschine, wie folgendes Beispiel zeigt:

Es soll eine Woolf'sche Maschine von 80 Pferdekraft mit 20 Umgängen pr. Minute und $s = 2$ Meter Kolbenschub des grossen Kolbens $\left(\text{also } c = \frac{20\,.\,2}{30} = \frac{4^m}{3}\right)$, berechnet werden. Die in den kleinen Cylinder eingelassene Dampfmenge, gleichgültig ob sie in der Volldruckspannung den Cylinder ganz oder nur theilweise erfüllt, also gleichgültig ob der kleine Cylinder

*) Berechnet aus D, $s = \left(\frac{s}{D}\right) D$, $O = \frac{D^2\pi}{4}$ — halber Kolbenstangenquerschnitt, n, und dem von Redtenbacher angegebenen Werth von N.

ohne oder mit Expansion wirkt, nehme auf den Querschnitt des grossen Cylinders reducirt eine Länge $s_1 = \frac{1}{4}\, s$ in Anspruch; die Maschine wirke also mit 4facher Expansion.

Die Kesselspannung sei 1½ Atmosphären Ueberdruck, und die Volldruckspannung (im kleinen Cylinder) werde mit ¾ der absoluten Kesselspannung angenommen, also

$$p = \frac{3}{4} \,.\, 2{\cdot}5 = 1{\cdot}875 \text{ Atm.}$$

$$\sigma = \frac{0{\cdot}980 + 1{\cdot}116}{2} = 1{\cdot}052 \text{ Kil.}$$

Die Satzhöhe der Kaltwasserpumpe sei 6 Meter.

Wir finden für $\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}25$

$$f = 0{\cdot}507, \text{ also } fp = 0{\cdot}9506$$
$$p' = 0{\cdot}2, \qquad 1{\cdot}05\, p' = 0{\cdot}2100$$

Wegen stärkerer Expansion

$$r \text{ nur} = 0{\cdot}07\, p = 0{\cdot}1312$$
$$r' \text{ nach (119)} = 0{\cdot}0770$$

bleibt $p_n = fp - 1{\cdot}05\, p' - r - r' = 0{\cdot}5324$

Hierbei ist also r mit nahe $= \frac{1}{4}\, p_n$ geschätzt.

Nach (122) hätten wir $p_n = 0{\cdot}5215$ erhalten.

Wegen günstigerer Dampfvertheilung durch das Woolf'sche Dreieck schlagen wir zu $p_n = 0{\cdot}5324$
noch 5% hinzu $= 0{\cdot}0266$
und erhalten $p_n = 0{\cdot}559$

$$n\, O\, s = 20 \,.\, 2 \,.\, O = 0{\cdot}2177 \,.\, \frac{80}{0{\cdot}559}$$

$$O = 0{\cdot}779$$

Hierzu ¾% auf den halben Kolbenstangenquerschnitt, folgt

$$\frac{D^2 \pi}{4} = 0{\cdot}785, \; D = 1 \text{ Meter.}$$

Soll der Kolbenweg s' im kleinen Cylinder $= \frac{3}{4}\, s = \frac{3}{4} \,.\, 2 = 1{\cdot}5^m$ sein, und der kleine Cylinder ohne Expansion wirken, so muss

$$O'\, s' = \frac{1}{4}\, O\, s, \text{ also}$$

$$O' = \frac{1}{4}\, \frac{s}{s'}\, O = \frac{1}{4} \,.\, \frac{4}{3} \,.\, O = \frac{O}{3} = 0{\cdot}3333\, O$$

und $D' = \sqrt{0{\cdot}3333} \,.\, D = 0{\cdot}58\, D = 0{\cdot}58^m$ sein.

Diess sind auch die Dimensionen, welche nach Redtenbacher's Resultaten einer solchen Maschine zu geben sind.

Wir werden jedoch im §. 35 sehen, dass man die Maschine zweckmässiger nur mit 3facher Expansion, also mit $D = 1 . \sqrt{0{\cdot}75} = 0{\cdot}866^m$ construirt, und die hierdurch verloren gehenden 2 Pferdekraft durch etwas gesteigerte Dampfspannung einbringt. —

Bei obigen Dimensionen aber folgt weiters:

$$\frac{N}{S} = \frac{144 \,.\, 0{\cdot}559}{1{\cdot}052\left[0{\cdot}3\,(1 + 0{\cdot}15) - 0{\cdot}2 \,.\, \frac{0{\cdot}2}{1{\cdot}875}\right]}$$

$$= \frac{80{\cdot}50}{0{\cdot}341} = 236$$

Redtenbacher gibt das Güteverhältniss nur mit 203 Pferdekraft pr. 1 Kil. Dampf an. Da aber eine 80pferdekräftige Condensations-Maschine mit nur 3facher Expansion nach Redtenbacher schon ein Güteverhältniss von $\frac{N}{S} = 228$ hat, so erscheint jenes Resultat auffallend gering.

Indessen liesse sich ein geringeres Güteverhältniss als das oben berechnete schon rechtfertigen; erstens wegen des Vorhandenseins zweier dampflässiger Kolben statt nur eines (die Undichtheit des kleinen Kolbens wirkt jedoch nur secundär schädlich) und zweitens, weil eben wegen des die Schieber so rasch bewegenden Woolf'schen Dreiecks die Compressionsperioden nur sehr kurze Zeit dauern, also die doppelt vorhandenen schädlichen Räume nur wenig verdichteten Dampf enthalten, wenn sie, bei Eintritt der Gegendampfperioden mit dem neuen Dampf in Communication kommen. Es kommt daher bei dieser Art Maschinen mit Woolf'schem Dreieck weit mehr darauf an, die schädlichen Räume auf ein Minimum herabzudrücken, als bei andern Maschinen, welche durch Kreisexcenter gesteuert werden.

§. 34.

Berechnung einer Locomotiv-Maschine.

Die Stärke der Locomotive pflegt man nicht in Pferdekräften auszudrücken, sondern man gibt die verlangte Zugkraft und Geschwindigkeit auf horizontaler gerader Bahn an.

Auch die Zugkraft ist gewöhnlich nicht direct angegeben, sondern nur das Bruttogewicht des Trains. Die Zugkraft beträgt nach Redtenbacher's „Locomotivbau" bei Güterzügen 6 bis 8 Kilogramm pr. Tonne (1000 Kilo) Bruttolast, und bei Personen und Schnellzügen 8 bis 12 Kilogramm pr. Tonne.*)

Im Uebrigen können die Locomotivmaschinen ganz nach unseren specialisirten Formeln berechnet werden. Wir wollen diess gleich an einem Beispiel zeigen.

Es soll die Maschine einer Personenzugs-Locomotive berechnet werden, welche einen Train von 2000 Centner Bruttolast (inclusive der bei 400 Centner schweren Locomotive und des Tenders) auf horizontaler gerader Bahn mit 7 Vereinsmeilen (à $7\frac{1}{2}$ Kilometer) Geschwindigkeit pr. Stunde zu ziehen und kurze Rampen mit $\frac{1}{200}$ Steigung anstandslos zu durchlaufen vermag.

Die Kesselspannung werde, damit sie noch steigerungsfähig sei, mit 6 Atmosphären Ueberdruck, und die Cylinderspannung mit Rücksicht auf die vorkommenden Rampen, welche im Normalgang auf horizontaler Strecke eine enge Stellung des Regulators erheischen, nur mit $^2/_3$ der absoluten Kesselspannung, also mit

$$\left.\begin{aligned} p &= {}^2/_3 \,.\, 7 = 4{\cdot}67 \text{ Atm.} \\ \sigma &= 2{\cdot}426 \text{ Kil.} \end{aligned}\right\}$$

in Rechnung gezogen. Die Maschine soll ohne Expansion arbeiten. (Es ist diess der häufigere Fall.)

Wir bestimmen uns zuerst die Stärke der Maschine in Pferdekräften, und zu diesem Behufe die Zugkraft W und Geschwindigkeit V pr. Secunde.

Die gegebene Bruttolast von 2000 Zollcentner oder $\frac{2000}{20} =$ 100 französische Tonnen erfordert bei der angenommenen beträchtlichen Geschwindigkeit von 7 Meilen pr. Stunde schon eine Zugkraft von 10 Kilogramm pr. Tonne oder von 1 Percent, was aber schon reichlich bemessen ist. Es würden wohl auch schon 9 Kil. pr. Tonne genügen.

*) „Die Gesetze des Locomotivbaues" von F. Redtenbacher. Seite 9.

Wir brauchen also eine Locomotive von 1 Tonne (20 Ctr.) Zugkraft:

$$W = 1000 \text{ Kilogramm.}$$

Die Fahrgeschwindigkeit pr. Secunde beträgt

$$V = \frac{7.7500}{60.60} = 14{\cdot}6 \text{ Meter.}$$

(Bei Schnellzügen beträgt sie 16 bis 20 Meter pr. Secunde.)

Die verlangte Leistung beträgt in Pferdekräften:

$$N = \frac{W\ V}{75} \quad . \quad . \quad (134)$$

$$N = \frac{14600}{75} = 194 \text{ Pferdekraft}$$

oder auf jeden der beiden Cylinder

$$N = \frac{W\ V}{150}.$$

Der Durchmesser der Triebräder steht nach Redtenbacher erfahrungsmässig in einem constanten Verhältniss zur Fahrgeschwindigkeit und beträgt $0{\cdot}174\ V$*), mithin ist die Anzahl der Radumdrehungen pr. Minute für alle Arten von Locomotiven eine constante Zahl:

$$n = \frac{60\ V}{3{\cdot}14 \, . \, 0{\cdot}174\ V} = 110$$

Ebenso ist die Kolbengeschwindigkeit erfahrungsmässig für alle Maschinen constant

$$c = 2{\cdot}3^m$$

folglich auch

$$s = \frac{30\ c}{n} = \frac{30 \, . \, 2{\cdot}3}{n} = 0.63^m \text{ **)}$$

Setzen wir die Gleichungen

$$N = \frac{W\ V}{150}, \; n = 110, \; s = 0{\cdot}63$$

in die Gleichung (β) so finden wir für alle Arten von Maschinen

$$O = 0{\cdot}21 \frac{W\ V}{p_n} \text{ Quadrat-Centimeter} \quad . \quad . \quad (135)$$

*) Locomotivbau S. 281.

**) Locomotivbau S. 288.

Den Coëfficienten f haben wir für Volldruck-Maschinen auf 0·92 bestimmt. Wir dürfen aber hier schon etwas abbrechen, weil die Schieber der Locomotive gewöhnlich etwas grössere Ueberdeckungen erhalten als bei stationären Maschinen, wodurch der Dampfzutritt schon etwas früher unterbrochen wird, als bei diesen. Wir setzen daher $f = 0·9$. Die Vorderdampfspannung schätzen wir in Anbetracht der grossen Kolbengeschwindigkeit und in Berücksichtigung des Blasrohrwiderstandes nicht mit 1·1 Atmosphären, wie wir es sonst bei einer 100pferdekräftigen Maschine thun könnten, sondern mit 1·25 Atmosphären. (Nach Redtenbacher's Berechnung, Locomotivbau S. 62, müsste man sie sogar = 1·7 Atmosphären schätzen, was mir aber zu hoch dünkt.) Die Widerstandsspannung r dürfen wir mit 0·08 p schätzen und erhalten demnach:

$$\begin{aligned} fp &= 4·203 \\ 1·05\,p' &= 1·3125 \\ r &= 0·3736 \\ \hline p_n = fp - 1·05\,p' - r &= 2·5169 \end{aligned}$$

Controliren wir gleich, ob wir mit Sicherheit die Rampen von $\frac{1}{200}$ Steigung befahren können. Auf diesen muss die Zugkraft um das relative Gewicht des Trains, also um $\frac{2000}{200} = 10$ Ctr. = 500 Kilo, mithin um die Hälfte grösser sein, folglich wird die Nutzspannung auf der Rampe $\frac{3}{2}\,p_n = 3·7753$ betragen. r hat denselben Werth wie früher, p' sinkt aber etwa auf $p' = 1·15$, weil das Blasrohr möglichst weit geöffnet wird, und nur geringen Widerstand darbitet, also werden wir erhalten:

$$\begin{aligned} p_n &= 3·7753 \\ 1·05\,p' &= 1·2075 \\ r &= 0·3736 \\ \hline fp = p_n + 1·05\,p' + r &= 5·3564 \end{aligned}$$

also $$p = \frac{5·3564}{0·9} = 5·95$$

Die Kesselspannung darf also beim Befahren der Rampe mit successiv geöffnetem Regulator höchstens auf 6 Atmosphären absolute Spannung oder 5 Atmosphären Ueberdruck sinken.

Wenn die Rampen nicht gar zu lang sind, haben wir genügende Sicherheit in der reichlich bemessenen Zugkraft auf horizontaler Bahn und in der möglichen Steigerung der Kesselspannung von 6 auf 7 und selbst 8 Atmosphären.

Wir behalten also obiges Resultat bei Bestimmung der Cylinderdimensionen bei, und finden nach (135)

$$O = 0{\cdot}21 \; \frac{14600}{2{\cdot}517} = 1218 \,\square^{cm} \text{ oder}$$

$$O = 0{\cdot}1218 \,\square\text{Meter.}$$

Hiezu 1% auf den halben Querschnitt der stählernen Kolbenstange, folgt der Cylinderquerschnitt

$$\frac{D^2\pi}{4} = 0{\cdot}123, \; D = 0{\cdot}396^m$$

$$s = 0{\cdot}63 = 1{\cdot}59 \; D$$

$$\frac{N}{S} = \frac{170 \,.\, 2{\cdot}517}{2{\cdot}426\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{0{\cdot}396} - 0{\cdot}228 \,.\, \frac{1{\cdot}25}{4{\cdot}67}\right)}$$

$$= \frac{427{\cdot}9}{3{\cdot}197} = 134$$

Der Dampfverbrauch für beide Cylinder, oder für 194 Pferdekraft beträgt also

$$S = \frac{194}{134} = 1{\cdot}45 \text{ Kil.}$$

Die Heizfläche des Röhrenkessels einer Locomotive pflegt bei französischen Maschinen 730 mal so gross zu sein als der Querschnitt eines Dampfcylinders, bei englischen Maschinen aber 900 mal*), und es haben dann die Kessel nach Redtenbacher's Berechnung beziehungsweise einen Wirkungsgrad von 32 und 41%. Begnügen wir uns mit ersterem, lassen wir also 58% der am Rost producirten Wärmemenge mit den in die Esse gehenden Verbrennungsgasen entweichen, so erhalten wir die Heizfläche

$$F = 730 \,.\, 0{\cdot}123 = 90 \text{ Quadr. Meter.}$$

Verglichen mit der Dampfproduction ist dann

$$F = 62 \; S$$

*) Locomotivbau S. 294.

Nach der englischen Regel hingegen würde

$$F = 900 \,.\, 0{\cdot}123 = 111 = 76{\cdot}5\ S$$

Nach Redtenbacher*) müsste für einen Wirkungsgrad des Röhrenkessels von 50%, $F = 94\ S$, und für einen Wirkungsgrad von 60%, $F = 106\ S$ sein. Das würde aber zu schwerfällige Maschinen ergeben.

Als Regel für die Heizfläche der Locomotivkessel kann man also gelten lassen

$$F = 75\ S \qquad \ldots \quad (136)$$

gerade halb so gross als bei stationären Kesseln mit Vorwärmern.

Würde es sich um Berechnung einer Gebirgs-Locomotive handeln, welche mit einer geringen Geschwindigkeit von 5 bis 6 Meter pr. Secunde starke Krümmungen mit bedeutender Steigung zu durchlaufen hat, so müsste die Zugkraft W mit Rücksicht auf die Krümmungen und auf das relative Gewicht des Trains ermittelt werden. Man hat z. B. den Widerstand

pr. Tonne auf gerader horizontaler Bahn	= 6 Kil.
Zuschlag auf Krümmungen von 200 Meter Radius	= 4 „
Relatives Gewicht von 1000 Kil. bei $^1/_{40}$ Steigung	= 25 „
Gesammtwiderstand pr. Tonne	= 35 Kil.

oder $3^1/_2$% der Bruttolast.

Für einen derlei Gebirgs-Last-Train von 200 Tonnen = 4000 Centner Gesammt-Bruttolast wäre also eine Zugkraft W in Rechnung zu ziehen $W = 200 \,.\, 35 = 7000$ Kilo.

Die Stärke der Locomotive betrüge nach (134)

$$N = \frac{7000 \,.\, 5}{75} = 466 \text{ Pferdekraft}$$

für beide Cylinder zusammen genommen, und das nothwendige Gewicht L der Locomotive in Tonnen, bestimmt sich nach Redtenbacher aus der empirischen Formel*)

$$\frac{W\ V}{L} = 590 + 22\ V \qquad \ldots \quad (137)$$

$$\frac{7000 \,.\, 5}{L} = 590 + 22 \,.\, 5 = 700$$

---

*) Locomotivbau S. 65.

**) Locomotivbau S. 277.

$$L = \frac{35000}{700} = 50 \text{ Tonnen} = 1000 \text{ Ctr.}$$

Das Gewicht des Trains ohne Locomotive darf also nur 3000 Centner betragen.

§. 35.

Die vortheilhafteste Expansion.

Nachdem wir uns nun von der Brauchbarkeit der im §. 29 aufgestellten Formeln hinreichend überzeugt haben, wollen wir schliesslich durch Discussion derselben, allgemeinere Folgerungen über den Einfluss der Expansion und der Condensation auf das Güteverhältniss aus denselben ziehen, und zunächst das Augenmerk auf die Expansion richten.

Denken wir uns, eine Maschine werde so, wie im 6. Beispiel des §. 31, successive bei verschiedenen Expansionsgraden in Anwendung gebracht, während p und p' unverändert bleiben, und die Widerstandsspannung $r + r'$ nur unerheblich variirt.

In der das Güteverhältniss angebenden Gleichung (ε) des §. 29

$$\frac{N}{S} = \frac{144\,[fp - 1{\cdot}05\,p' - (r + r')\,]}{\sigma\left[\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}05\right)\left(1 + \frac{0{\cdot}15}{D}\right) - 0{\cdot}2\frac{p'}{p}\right]} \qquad (138)$$

erscheinen demnach nur zwei wesentlich veränderliche Grössen. Im Zähler unser theoretischer Coëfficient F und im Nenner der Füllungsgrad $\frac{s_1}{s}$.

Die Gleichung (138) hat also die Form

$$\frac{N}{S} = \frac{A\,(f - B)}{\frac{s_1}{s} + C} \quad . \quad . \quad (139$$

wobei A, B, C die Werthe haben

$$A = \frac{144}{1 + \frac{0{\cdot}15}{D}} \cdot \frac{p}{\sigma} \quad . \quad (140)$$

$$B = \frac{1{\cdot}05\,p' + r + r'}{p} \quad . \quad . \quad . \quad (141)$$

$$C = 0{\cdot}05 - \frac{0{\cdot}2}{1 + \frac{0{\cdot}15}{D}} \cdot \frac{p'}{p} \quad . \quad . \quad . \quad (142)$$

Der Coëfficient f ist nach (117) eine reine Function von $\frac{s_1}{s}$. Bezeichnen wir den Füllungsgrad $\frac{s_1}{s}$ mit x, so ist:

$$f = x + 2{\cdot}2\,(x + 0{\cdot}05)\left[1 - \left(\frac{x + 0{\cdot}05}{1{\cdot}005}\right)^{0{\cdot}41}\right]$$

und da

$$\left(\frac{1}{1{\cdot}005}\right)^{0{\cdot}41} = 0{\cdot}99796$$

ist, so folgt

$$f = x + 2{\cdot}2\,(x + 0{\cdot}05) - 2{\cdot}1955\,(x + 0{\cdot}05)^{1{\cdot}41}$$

$$f = 3{\cdot}2\,x + 0{\cdot}11 - 2{\cdot}1955\,(x + 0{\cdot}05)^{1{\cdot}41} \quad . \quad . \quad (143)$$

Bezeichnen wir das Güteverhältniss $\frac{N}{S}$ mit y, so ist

$$y = \frac{A\,(f - B)}{x + C} \quad . \quad . \quad . \quad (139')$$

auch eine reine Function von x, und wir können die Frage stellen, o b y f ü r e i n e n g e w i s s e n W e r t h v o n x e i n M a x i m u m w i r d?

Zu Beantwortung dieser Frage haben wir zu setzen:

$$\frac{d\,y}{d\,x} = 0, \text{ also}$$

$$\frac{d\,y}{d\,x} = \frac{A}{(x + C)^2}\left[(x + C)\,\frac{d\,f}{d\,x} - (f - B)\right] = 0 \quad (144)$$

$$(x + C)\,\frac{d\,f}{d\,x} = f - B \quad . \quad . \quad . \quad (145)$$

Aus (143) folgt aber

$$\frac{d\,f}{d\,x} = 3{\cdot}2 - 2{\cdot}1955 \,.\, 1{\cdot}41\,(x + 0{\cdot}05)^{0{\cdot}41}$$

$$= 3{\cdot}2 - 3{\cdot}0956\,(x + 0{\cdot}05)^{0{\cdot}41}$$

Wird dieser Werth von $\frac{d\,f}{d\,x}$ und der in (143) gegebene Werth von f in (145) eingeführt, so folgt:

$$3{\cdot}2\ (x + C) - 3{\cdot}0956\ (x + C)\ (x + 0{\cdot}05)^{0{\cdot}41} = 3{\cdot}2\ x -$$
$$- 2{\cdot}1955\ (x + 0{\cdot}05)^{1{\cdot}41} + 0{\cdot}11 - B$$
$$3{\cdot}2\ C - 0{\cdot}11 + B = (x + 0{\cdot}05)^{0{\cdot}41}\ [3{\cdot}0956\ (x + C) -$$
$$- 2{\cdot}1955\ (x + 0{\cdot}05)]$$
$$= (x + 0{\cdot}05)^{0{\cdot}41}\ [0{\cdot}9001 x + 3{\cdot}0956\ C$$
$$- 0{\cdot}1098]$$

Da nun C nach Gleichung (142) eine kleinere Grösse ist, die nicht allzuweit von 0·035 entfernt ist, so kann annähernd gesetzt werden.

$$B = 0{\cdot}9\ x\ (x + 0{\cdot}05)^{0{\cdot}41} \quad . \ . \ . \quad (146)$$

Für grosse Expansions-Hochdruckmaschinen können wir setzen:

$$p = 4,\ p' = 1{\cdot}1,$$
$$r = \frac{1}{15} p = 0{\cdot}2667,\ r' = 0$$

Hiermit wird nach (141)

$$B = \frac{1{\cdot}155 + 0{\cdot}2667}{4} = 0{\cdot}3554$$

und für diesen Werth von B finden wir aus der transcendenten Gleichung (146) genau

$$x = 0{\cdot}5$$

Also schon bei circa halber Füllung erreichen wir bei Hochdruckmaschinen das Maximum des Güteverhältnisses, wovon wir uns auch schon im 6. Beispiel des §. 31 überzeugt haben. Allerdings kann die Widerstandsspannung r nicht als constant angesehen werden, wie diess in dieser Rechnung geschah, sie nimmt ab, bei abnehmender Füllung, und dieser Umstand ändert das Resultat zu Gunsten stärkerer Expansion, aber ich stehe nicht an, auszusprechen, dass man mit der üblichen dreifachen Expansion schon zu weit geht, und mit 0·4 bis 0·5 Füllung ein günstigeres Güteverhältniss erreicht, als bei $^1/_3$ Füllung. Wollte man diesen Ausspruch durch hinreichend lang fortgesetzte Beobachtungen an einer Maschine erproben, so müsste wohl berücksichtigt werden, dass man nicht bei $^1/_2$ und bei $^1/_3$ Füllung mit gleichem Nutzwiderstand arbeiten dürfte, sondern dass die am Indicator abgelesene Volldruckspan-

nung in beiden Fällen dieselbe, folglich der Nutzwiderstand bei $\frac{1}{2}$ Füllung grösser sein müsste, als bei $\frac{1}{3}$ Füllung. Versuchen wir, ob man bei Locomotiven Grund hat stärkere Expansion anzuwenden als halbe Füllung. Bei Beibehaltung der im §. 34 gemachten Annahmen

$$p = 4{\cdot}67,\; p' = 1{\cdot}25,\; r = 0{\cdot}3736$$

erhält man $B = 0{\cdot}361$, also sogar noch ein klein wenig grösser als früher; es ist also auch bei Locomotiven halbe Füllung vortheilhafter als drittel Füllung, ausser wenn die Kesselspannung noch höher als 6 Atmosphären ist. Anders ist die Sache aber bei Condensationsmaschinen. Da können wir für grosse Maschinen

$$p = 2,\; p' = 0{\cdot}2,$$

und

$$r + r' = \frac{1}{8}\,p = 0{\cdot}25$$

also

$$B = \frac{0{\cdot}46}{2} = 0{\cdot}23$$

setzen, und finden aus (146) den günstigsten Füllungsgrad mit $x = 0{\cdot}366$, oder mit Rücksicht auf den Umstand, dass $r + r'$ nicht constant ist, sondern mit dem Füllungsgrad abnimmt, $x = 0{\cdot}3$ bis $\frac{1}{3}$.

Um uns dieses Resultat zu versinnlichen, betrachten wir die im 1. Beispiele des §. 31 berechnete Maschine, für die wir hatten:

$$p = 2,\; \frac{s_1}{s} = 0{\cdot}333, \qquad fp = 1{\cdot}216$$

$$1{\cdot}05\,p' = 0{\cdot}210$$

$$r = 0{\cdot}170$$

$$r' = 0{\cdot}085$$

$$p_n = fp - 1{\cdot}05\,p' - r - r' = 0{\cdot}751$$

$$n = 30,\; O = 0{\cdot}483,\; s_, = 1{\cdot}6,\; s = 0{\cdot}533$$

$$N = 4{\cdot}593\; n\; O\; s\; p_n = 66{\cdot}55\; p_n\, s = 80$$

Lassen wir n, O, und $s_,$ ungeändert, verlängern wir aber den Cylinder auf $s = 4\, s_1$, machen ihn also $\frac{4}{3}$ mal so lang als früher, mithin auch die Kolbengeschwindigkeit $\frac{4}{3}$ mal so gross als früher, so wird, eben der gesteigerten Geschwindigkeit halber, p', r, r' nicht erheblich kleiner sein als früher, f sinkt aber wegen $\frac{s_1}{s} = \frac{1}{4}$

auf
$$f = 0{\cdot}507,\ \text{also}\ fp = 1{\cdot}014$$
$$1{\cdot}05\,p' + r + r' = 0{\cdot}465$$
$$\text{bleibt}\ p_n = 0{\cdot}549$$
also nur $= 0{\cdot}73 \,.\, 0{\cdot}751$, d. i. weniger als $^3/_4$ des frühern Werths. Das Product $p_n\ s$ und somit die Pferdekraft wird also etwas kleiner sein, als früher, d. h. die Arbeit, die wir durch vermehrte Expansion gewonnen haben, ist durch vermehrte Widerstandsarbeit bei dem längeren Kolbenschub und der grösseren Geschwindigkeit mehr als aufgezehrt worden.

Wenn wir auch annehnem, dass r wegen der stärkeren Expansion auf 0·156 sinke, so erhalten wir doch erst $p_n = 0{\cdot}563 = {}^3/_4 \,.\, 0{\cdot}751$ also $p_n\ s$ und N so gross, wie bei 3facher Expansion.

Wir können also bei 4facher Expansion keinen erheblich günstigeren Effect erwarten, als bei 3facher, sondern nur ungefähr den gleichen, und unter nahe gleichen Umständen, werden wir jedenfalls der billigeren Maschine mit dem kürzeren Cylinder und den geringeren Variationen der Spannung also mit gleichförmigerem Gang den Vorzug geben.

Nehmen wir, um ein noch auffallenderes Beispiel vorzuführen, die im §. 33 berechnete Woolf'sche Maschine vor, lassen wir an derselben
$$p = 1{\cdot}875,\ n = 20,\ O' = 0{\cdot}2597,$$
$s' = 1{\cdot}5$, und $s = 2$ Meter ungeändert, verkleinen wir aber den Querschnitt des Expansionscylinders auf $^3/_4$ des früheren Werthes, also auf
$$O = {}^3/_4 \,.\, 0{\cdot}779 = 0{\cdot}5843$$
so wirkt die Maschine nur mit 3facher Expansion, und wir können setzen:
$$f = 0{\cdot}608, \qquad fp = 1{\cdot}1400$$
$$1{\cdot}05\,p' = 0{\cdot}2100$$
$$r = 0{\cdot}085\,p = 0{\cdot}1594$$
$$r' = 0{\cdot}0770$$
$$p_n = 0{\cdot}6936$$
$$\text{Zuschlag von } 5\%\ \text{wie früher} = 0{\cdot}0347$$
$$\text{zusammen}\ p_n = 0{\cdot}7283$$
also $p_n = 1{\cdot}303 \,.\, 0{\cdot}559$, also wohl nicht ganz, aber beinahe

$^4/_3$ mal so gross als früher. Es fehlen nur 2·3%. Wir werden also durch die bedeutende Herabsetzung des Querschnitts des Expansionscylinders auf $^3/_4$ des dort berechneten Werthes nicht mehr als etwa 2 Pferdekraft einbüssen, dafür aber eine gleichförmiger wirkende und billigere Maschine erhalten, also einen zweckmässigen Tausch gemacht haben. —

Wir gelangen somit zu dem Ausspruch:

Bei Mitteldruck-Condensations-Maschinen ist die dreifache Expansion die angemessenste.

Bei Hochdruck-Maschinen mit Condensation endlich können wir bei $4^1/_2$ Atmosphären Kesselüberdruck setzen:

$$p = 4,\ p' = 0{\cdot}2,\ r + r' = 0{\cdot}07\,p = 0{\cdot}28$$
$$B = 0{\cdot}1225$$

Hiermit folgt aus (146)

$x = 0{\cdot}2295$ oder wegen obiger Rücksichten $x = 0{\cdot}2$

Hochdruck-Maschinen mit Condensation können also mit ökonomischem Vortheil mit 5facher Expansion construirt werden.

Es sollen daher auch Woolf'sche Maschinen mit 4facher Expansion nicht als Mitteldruckmaschinen mit $1^1/_2$ Atmosphären Kesselspannung, sondern schon als Hochdruckmaschinen mit 3 Atmosphären Ueberdruck im Kessel construirt werden.

Die Pambour'sche Theorie hat diese Resultate nicht ergeben, nicht, weil sie etwa für den praktischen Gebrauch nicht hinreichend genau wäre, sondern weil ihre Formeln zu complicirt, zu wenig durchsichtig sind.

Mit derselben Annäherung, mit welcher die Gleichung (146) für den günstigsten Füllungsgrad besteht, finden wir aus (144)

$$\frac{d\,y}{d\,x} = \frac{A}{(x + C)^2}\left[B - 0{\cdot}9\,x\ (x + 0{\cdot}05)^{0{\cdot}41}\right] \qquad (147)$$

Bezeichnen wir den günstigsten Füllungsgrad, für welchen die (146) besteht, mit ξ, so ist $\frac{d\,y}{d\,x}$ negativ, wenn $x > \xi$ und positiv, wenn $x < \xi$ ist, denn der vor der Klammer stehende Factor ist jedenfalls positiv, und der inner der Klammer stehende wechselt bei $x = \xi$, durch Null hindurch gehend, sein Zeichen.

Bei Maschinen ohne Expansion oder bei Expansionsmaschinen

mit einer Füllung $x > \xi$ ist also $\frac{dy}{dx}$ negativ, das heisst: das Güteverhältniss y **wächst**, wenn der Füllungsgrad **abnimmt**. Ist aber x schon $< \xi$ geworden, ist also $\frac{dy}{dx}$ positiv, so ändert sich das Güteverhältniss in demselben Sinn wie der Füllungsgrad, und nimmt also ab, wenn dieser noch weiter abnimmt. Es ist also, abgesehen von der Natur der Sache, auch rechnungsgemäss klar, dass $x = \xi$ wirklich einem Maximum und nicht einem Minimum von y entspricht, ohne dass man den zweiten Differentialquotienten zu bilden braucht.

Das günstigste Füllungsverhältniss ξ ist nicht zu verwechseln mit jenem Füllungsverhältniss ξ', bei welchem der absolute Betrag der **Expansionswirkung** ein Maximum ist.

Nach (94) und 97) ist nämlich die Nutzwirkung bei einem einfachen Kolbenschub

$$W = \mathfrak{A}\, O\, ps\, (w_1 + w_2 + w_3 - w_4 - w_5 - w_6 - w_7)$$

und hierbei entfällt mit Rücksicht auf (109) und (117):

Auf Volldruckwirkung $\mathfrak{A}\, O\, ps\, w_1 = \mathfrak{A}\, O\, ps_1$

und auf Expansionswirkung $\mathfrak{A}\, O\, ps\, w_2$

zusammen $\mathfrak{A}\, O\, ps\, (w_1 + w_2) = \mathfrak{A}\, O\, fp\, s$

Der absolute Betrag der Expansionswirkung ist also für eine Maschine von gegebenen Abmessungen und bei gegebener Volldruckspannung p ein Maximum, wenn

$$w_2 = f - w_1 = f - \frac{s_1}{s} = f - x$$

ein solches ist.

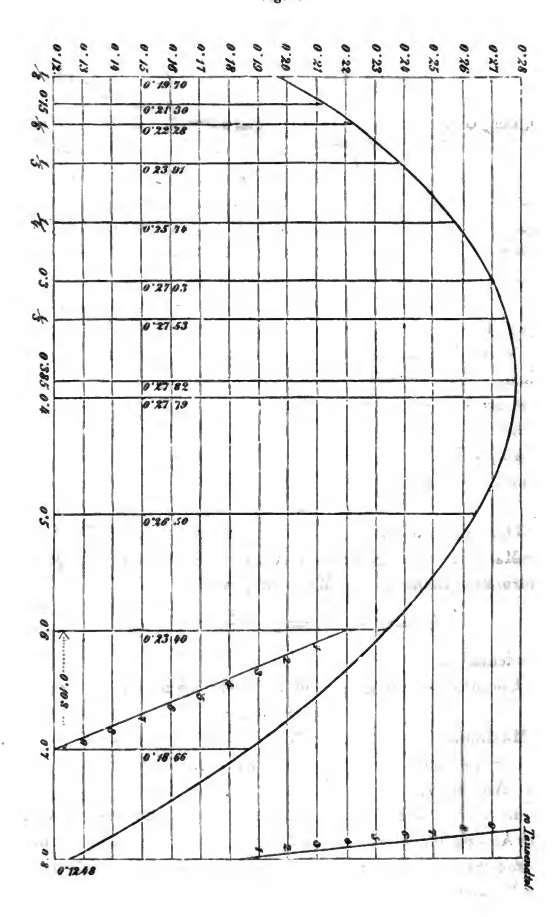
Um uns vorerst graphisch zu überzeugen, ob

$$w_2 = f - x$$

ein Maximum besitze, oder ob es etwa continuirlich wächst, wenn x abnimmt, so tragen wir in Fig. 8 die Füllungsgrade x als Abscissen, und die (mittelst der in §. 29 angegebenen Werthe von f berechneten) Werthe von w_2 als Ordinaten auf. (Der Anfangspunkt der Coordinaten erscheint nicht mehr in der Zeichnung, sondern diese beginnt mit der Ordinate für $x = {}^1/_8$ und mit der Abscisse für $w_2 = 0{\cdot}12$.)

Da finden wir nun wirklich, dass bei $x = 0{\cdot}8$ der Werth

Fig. 8.



von w_2 nur 0·1248 beträgt, und dass derselbe bei abnehmenden x rasch ansteigt; aber das rasche Steigen von w_2 nimmt schon ab, sobald der Füllungsgrad x unter 0·5 sinkt, und bei $x = 0·385 = \xi'$ erreichen wir wirklich einen Maximalwerth von w_2 und zwar ist dann

$$w_2 = 0·2782$$

Bei noch weiterem Sinken von x nimmt w_2 wieder ab, und sinkt bei $x = {}^1/_8$ auf $w_2 = 0·1970$. Auch durch die Rechnung ergibt sich jener Werth $x = \xi'$; denn wir haben aus (143)

$$w_2 = f - x = 2·2\,x + 0·11 - 2·1955\,(x + 0·05)^{1·41}$$

$$\frac{d\,w_2}{d\,x} = 2·2 - 2·1955 \,.\, 1·41\,(x + 0·05)^{0·41}$$

$$= 2·2 - 3·0956\,(x + 0·05)^{0·41} = 0$$

$$(x + 0·05)^{0·41} = \frac{2·2}{3·0956}$$

$$x = 0·38473 = \xi' \quad . \; . \; . \quad (148)$$

Also bei einer Füllung von $\xi' = 385$ Tausendstel des Kolbenwegs ist die Expansionswirkung ein Maximum, keineswegs aber das Güteverhältniss. ξ' ist für alle Maschinensysteme und Spannungen constant, das günstigste Füllungsverhältniss ξ aber ist von dem System der Maschine und der Volldruckspannung abhängig.

Wir benützen die Fig. 8, um für jene Füllungsgrade, für welche wir im §. 29 den Werth von f nicht ermittelt haben, diesen Werth ohne Rechnung zu finden mittelst der Gleichung

$$f = x + w_2 \quad . \; . \; . \quad (149)$$

wobei w_2 der graphischen Darstellung entnommen wird.

§. 36.

Nutzen der Expansion.

Die nächste Frage ist nun, wie gross der ökonomische Vortheil sei, den wir durch Benutzung der Expansion, speciell der vortheilhaftesten Expansion, erreichen, im Vergleich zu dem Brennstoffaufwand für eine Maschine von gleicher Stärke ohne Expansion.

Den Brennstoffaufwand können wir proportional S annehmen, also nach (139) proportional:

$$\frac{(x + C)\,N}{A\,(f - B)}$$

oder da wir die Stärke N für den Vergleich als gleich gross ansehen, der Werth von C gemäss (142) immer klein ist, also beim Vergleich zweier Fälle gleichmässig vernachlässigt werden kann, und der Werth von A gemäss (140) für die zu vergleichenden Fälle als nahezu gleich gross angesehen werden kann, so ist der Brennstoffaufwand einfach proportional dem Werth

$$u = \frac{x}{f - B}$$

anzunehmen.

Für Maschinen ohne Expansion ist

$$x = 0{\cdot}795,\ f = 0{\cdot}92 \text{ und}$$

B gemäss (141) jedenfalls etwas grösser als bei der Maschine mit Expansion, weil insbesondere r grösser ist, wenn ohne Expansion gearbeitet wird.

Für einen rohen Vergleich genügt es, wenn wir in (141) den Zähler

$$1{\cdot}05\,p' + r + r'$$

um $0{\cdot}02\,p$ höher schätzen, wenn ohne Expansion gearbeitet wird, im Vergleich zur Maschine mit Expansion. Wir setzen demnach für die Maschine ohne Expansion

$$u_0 = \frac{0{\cdot}795}{0{\cdot}92 - (B + 0{\cdot}02)}$$

wo B den Werth von B aus (141) für die Maschine mit Expansion bezeichnet. Es ist also

$$u_0 = \frac{0{\cdot}795}{0{\cdot}9 - B}$$

folglich das Brennstoffersparniss in Procenten:

$$z = 100\,.\,\frac{u_0 - u}{u_0} = 100 - \frac{100\,u}{u_0}$$

$$= 100 - \frac{100\,x}{f - B}\,.\,\frac{0{\cdot}9 - B}{0{\cdot}795}$$

$$z = 100 - 126\,x\left(\frac{0{\cdot}9 - B}{f - B}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (150)$$

Für Hochdruckmaschinen ohne Condensation haben wir im vorigen §. 35

$$B_1 = 0\cdot3554,$$

für Condensations-Mitteldruckmaschinen

$$B_2 = 0\cdot23,$$

und für Condensations-Hochdruckmaschinen äussersten Falls $B_3 = 0\cdot1225$

bestimmt. Mit diesen Werthen berechnet sich aus (150) folgende

Tabelle für das Brennstoffersparniss z in Procenten.

System der Maschine	Nr.	Füllungsgrad x. $^1/_2$	$^1/_3$	$^1/_5$
Hochdruck ohne Cond.	1	16	10	—
Mitteldruck mit Cond.	2	21	26	19
Hochdruck mit Cond.	3	24	33	38

Hieraus ersieht man, dass wirklich, so wie im vorhergehenden Paragraphen berechnet wurde, beim System 1, 2, 3, beziehungsweise der günstigste Füllungsgrad $^1/_2$, $^1/_3$, $^1/_5$ sei, und dass das Ersparniss beim günstigsten Füllungsgrad ggenüber der Maschine ohne Expansion desto grösser sei, je kleiner der Werth von B ist.

B ist aber nach (141) die Summe von zwei Gliedern:

$$B = 1\cdot05\left(\frac{p'}{p}\right) + \left(\frac{r + r'}{p}\right)$$

von denen das erstere bei Condensationsmaschinen weit kleiner, und das letztere nur etwas grösser ist als bei Maschinen ohne Condensation. B ist also der Hauptsache nach desto kleiner, je kleiner das Verhältniss der Vorderdampfspannung p' zur Hinterdampfspannung p ist.

Diess erklärt, warum Hochdruckmaschinen ohne Condensation am häufigsten ohne Expansion, hingegen Condensations-Maschinen wohl immer mit Expansion hergestellt werden; denn ein Brennstoff-Ersparniss von 16% wird durch die Interessen und die Amortisirung des Mehrcapitals für die grössere Maschine mit Expansion und für das grössere Schwungrad, und durch die Mehrreparaturen so ziemlich aufgezehrt; aber ein Ersparniss von 26% zahlt sich jedenfalls aus. Ist der Brennstoff

sehr theuer, so bringe man Hochdruck, Condensation und 4- bis 5fache Expansion mit einander in Verbindung.

Allein die Tabelle lehrt uns noch weiters, dass nicht nur beim günstigsten Füllungsgrad das Ersparniss desto grösser ist, je kleiner B ist, sondern auch bei gleichem Füllungsgrad. Bei System 1 ersparen wir beim günstigsten Füllungsgrad $\frac{1}{2}$ nur 16%, beim System 2, ebenfalls bei halber Füllung, schon 21% und beim System 3 sogar 24% gegenüber einer gleichartigen Maschine ohne Expansion, obwohl diese Füllung noch lange nicht die günstigste ist. Wir sehen also, dass auch die gleiche Expansion um so vortheilhafter ist, je kleiner B ist, also je kleiner $\frac{p'}{p}$ ist, das heisst in gewöhnlicher Sprachweise: die Expansion gibt bei Condensations-Maschinen mehr aus, als bei Maschinen ohne Condensation.

Die zweite Frage ist: Wie gross ist der Nutzen der Expansion gegenüber der Arbeit ohne Expansion, wenn eine Maschine von gegebenen Abmessungen nicht auf ihre volle Leistungsfähigkeit in Anspruch genommen wird?

Wir denken uns also eine bestimmte Maschine, die mit variabler Expansion eingerichtet ist, und als grössten Füllungsgrad eine Füllung auf 0·7 zulässt. Wir denken uns aber die Expansionsvorrichtung weggenommen und lassen sie mit der vollen Füllung arbeiten, die der Vertheilungsschieber gestattet, also mit $x_0 = 0{\cdot}795$. Da aber der Nutzwiderstand geringer als bei voller Leistung vorausgesetzt wurde, so haben wir nicht die volle zulässige Cylinderspannung p nöthig, sondern wir bedürfen im Beharrungszustand nur einer gewissen kleineren Spannung p_0. Es wird demnach $\frac{p'}{p_0}$ grösser als normalmässig, und folglich C nach (142) nahe Null sein, also annähernd

$$C = 0{\cdot}035, \quad C_0 = 0$$

und nach (141)

$$B_0\, p_0 = 1{\cdot}05\, p' + r + r'$$

Nun bringen wir die Expansionsvorrichtung an, und wenden einen Füllungsgrad x an, bei welchem wir mit voller Cylinderspannung p dieselbe Pferdekraft, also bei gleicher Anzahl Um-

gänge dieselbe Nutzspannung

$$p_n = fp - 1{\cdot}05\, p' - r - r'$$

erzielen, wie früher. Da sich bei dem gleichgebliebenen Werth von p_n auch die Widerstände nicht wesentlich geändert haben werden, so können wir setzen

$$fp = f_0 p_0 \text{ und}$$

$$Bp = B_0 p_0 = B_0 \frac{f}{f_0} p$$

$$\text{folglich } B = B_0 \frac{f}{f_0}.$$

Die Werthe A und A_0 nach (140) können ziemlich als gleich betrachtet werden, da die Spannungen annähernd den specifischen Gewichten proportional sind, wenn sie nicht zu sehr von einander differiren (vgl. die erste Gleichung (113).) Die durch den Zahlwerth

$$\frac{(x + C)\ N}{A\ (f - B)}$$

relativ gemessenen Brennstoffmengen sind also wegen gleichen Werthes von N und A proportional

$$\frac{x_0 + C_0}{f_0 - B_0} \text{ und } \frac{x + C}{f - B}$$

oder wegen $C_0 = 0$, und

$$f - B = f - B_0 \frac{f}{f_0} = \frac{f}{f_0} (f_0 - B_0)$$

auch proportional

$$x_0 \text{ und } \frac{x + C}{\frac{f}{f_0}} = \frac{f_0}{f} (x + C)$$

Das Ersparniss ist demnach in Procenten:

$$z' = 100 \left[1 - \frac{f_0}{f} \left(\frac{x + C}{x_0}\right)\right]$$

und wenn $x_0 = 0{\cdot}795$, $f_0 = 0{\cdot}92$, $C = 0{\cdot}035$ eingesetzt wird:

$$z' = 100 - 116 \left(\frac{x + 0{\cdot}035}{f}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (151)$$

Hiernach berechnet sich folgende T a b e l l e f ü r d a s B r e n n s t o f f e r s p a r n i s s z' i n P r o c e n t e n b e i v a r i a b l e m W i d e r s t a n d:

Füllungsgrad x	$^1/_2$	$^1/_3$	$^1/_4$	$^1/_5$
Ersparniss z'	19	30	35	38

Wenn wir also die verlangte kleinere Leistung der Maschine durch Anwendung von Expansion bewerkstelligen, statt durch verminderte Volldruckspannung, d. h. durch Drosselung des zutretenden Dampfes, so ersparen wir 19 bis 38% des Brennstoffs, und haben gar keine andere Mehrauslage, als die ganz geringfügige Ausgabe für die Expansionsvorrichtung, denn die Maschine muss ohnehin für die Maximal-Leistung ohne Expansion (strenger gesprochen bei 0·7 Füllung) construirt sein, und ist dann in allen ihren Theilen, auch bezüglich des Schwungrads, gross und stark genug für die Anwendung der Expansion bei geminderter Leistung. Dieses Ersparniss z' erhalten wir also nicht so geschmälert durch die Mehrkosten der Maschine wie das frühere Ersparniss z, sondern es bleibt uns fast vollständig als reiner Gewinn. Dazu kommt noch der im 6. Beispiel des §. 31 besprochene Umstand, dass bei gemindertem Dampfverbrauch die Kessel an und für sich grösseren Wirkungsgrad gewähren.

Die Resultate dieser Betrachtungen über den Nutzen der Expansion, lassen sich in folgende Regeln zusammenfassen:

1. Für Hochdruckmaschinen ohne Condensation ist es kaum die Kosten lohnend, bei constantem Widerstand die Maschine auf Expansion einzurichten. Will man diess aber, wenn der Brennstoff theuer und das Capital billig ist, dennoch thun, so construire man die Maschine auf halbe, nicht auf drittel Füllung.

2. Hochdruckmaschinen ohne Condensation mit variablem Nutzwiderstand berechne man bei voller Leistung auf 0·7 (bis höchstens 0·75) Füllung und ordne eine Vorrichtung für variable Expansion an, welche gestattet die Füllung so weit hinauf, und beliebig weit herab zu treiben.

3. Condensationsmaschinen versehe man auf jeden Fall mit Expansion und construire sie bei voller Leistung auf drittel Füllung, wenn sie mit Mitteldruck arbeiten, und mit viertel Füllung, wenn sie mit mässigem Hochdruck (3 Atmosphären Ueberdruck im Kessel) arbeiten sollen.

§. 37.

Nutzen der Condensation.

Es ist unmittelbar aus Gleichung (139) zu ersehen, dass die Einrichtung der Condensation vortheilhaft für das Güteverhältniss sei, denn A und C sind zufolge (140) und (142) keine sich wesentlich ändernden Grössen und der Factor $(f - B)$ im Zähler von $\frac{N}{S}$ wird bei gleicher Füllung desto grösser, je kleiner

$$B = 1{\cdot}05 \left(\frac{p'}{p}\right) + \left(\frac{r + r'}{p}\right)$$

wird, mithin hauptsächlich je kleiner das Verhältniss zwischen der absoluten Vorder- und Hinterdampfspannung wird, und dieses Verhältniss ist natürlich bei einer Condensationsmaschine viel kleiner als bei einer Maschine ohne Condensation. Nur bei Niederdruck-Condensationsmaschinen ergibt sich kein Gewinn, denn wenn $p = 1$ Atmosphäre, $p' = 0{\cdot}2$, $r = 0{\cdot}07$, $r' = 0{\cdot}08$ ist, so wird $B = 0{\cdot}36$ also eben so gross, als wenn bei einer Hochdruckmaschine $p = 4$, $p' = 1{\cdot}1$, $r = 0{\cdot}285$ $r' = 0$ ist. Desshalb sind auch die Watt'schen Niederdruckmaschinen gänzlich aus der Praxis verschwunden; man hat die Anordnung und Construction des unsterblichen Watt für Condensationsmaschinen beibehalten, nicht aber den niederen Druck, seitdem die Scheu vor Hochdruck geschwunden ist. Wir wollen aber nun ähnlich wie früher bei der Expansion die Frage stellen:

Wie gross ist der procentuale Brennstoffgewinn, welcher durch Anbringung der Condensation erzielt wird, wenn sonst nichts an der Maschine geändert wird?

Wir denken uns also eine Npferdekräftige Mitteldruck-Condensationsmaschine mit der Cylinderspannung p und dem Füllungsgrad $\frac{s_1}{s} = x$. Der Brennstoffaufwand derselben werde gemessen durch die Verhältnisszahl u. Wir setzen dann die Condensation ausser Wirksamkeit, und erhöhen die Volldruckcylinderspannung auf p_0, damit die Maschine bei gleicher Füllung und gleicher Anzahl Umgänge dieselbe Nutzspannung p_n, also dieselbe Pferdekraft N gebe, wie früher. Der Brennstoffaufwand

werde jetzt gemessen durch u_0. Es fragt sich, wie gross ist der in Procenten ausgedrückte Brennstoffgewinn

$$z'' = 100 \frac{u_0 - u}{u_0} = 100 - 100 \frac{u}{u_0}.$$

Erlauben wir uns für beide Fälle das Güteverhältniss der Kessel als gleich anzunehmen (zu Gunsten der Maschine ohne Condensation), so ist der Brennstoffverbrauch dem Dampfverbrauch S proportional, also, weil N in beiden Fällen den gleichen Werth hat, der Zahl

$$u = \frac{x + C}{A(f - B)}$$

und es ist

$$\frac{u}{u_0} = \frac{x + C}{A(f - B)} \cdot \frac{A_0 (f - B_0)}{x + C_0}$$
$$= \left(\frac{A_0}{A}\right) \left(\frac{x + C}{x + C_0}\right) \left(\frac{f - B_0}{f - B}\right)$$

Aus (140) ersehen wir, dass wegen gleichen Werthes von D

$$\frac{A_0}{A} = \frac{p_0}{\sigma_0} \cdot \frac{\sigma}{p} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right) \left(\frac{p_0}{p}\right)$$

sei. Aehnlich wie in (113) können wir für die vorliegenden Verhältnisse setzen

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1{\cdot}05 \left(\frac{p}{p_0}\right) \text{ also } \frac{A_0}{A} = 1{\cdot}05$$

und mit Rücksicht darauf, dass für die Maschine ohne Condensation $\frac{p'}{p}$ grösser, also C_0 kleiner ist, als das C für die Condensationsmaschine, auch genau genug für eine rohe Annäherung

$$\frac{x + C}{x + C_0} = 1{\cdot}1, \text{ mithin}$$

$$\frac{u}{u_0} = 1{\cdot}05 \,.\, 1{\cdot}1 \left(\frac{f - B_0}{f - B}\right) = 1{\cdot}16 \left(\frac{f - B_0}{f - B}\right)$$

$$z'' = 100 - 100 \frac{u}{u_0} = 100 - 116 \left(\frac{f - B_0}{f - B}\right)$$

Nun ist aber die Nutzspannung

$$p_n = fp - 1{\cdot}05\, p' - r - r' = fp - Bp$$
$$= p(f - B)$$

für beide Maschinen gleich, also

$$p\,(f - B) = p_0\,(f - B_0)$$

woraus folgt

$$z'' = 100 - 116\,\frac{p}{p_0} \quad . \quad . \quad . \quad (152)$$

Zugleich dürfen wir wegen (121) und (122) setzen:

$$fp_0 - 1{\cdot}25 = fp - 0{\cdot}365 - 0{\cdot}002\,h$$

oder wenn für h ein Mittelwerth von $7\,{}^1\!/_2$ Meter angenommen wird:

$$fp_0 - 1{\cdot}25 = fp - 0{\cdot}38$$

$$p_0 = p + \frac{0{\cdot}87}{f} \quad . \quad . \quad . \quad (153)$$

Nach dieser Formel ergibt sich für

$x =$	$^1/_2$	$^1/_3$	$^1/_4$	$^1/_5$
$f =$	0·765	0·608	0·507	0·439
$p_0 - p =$	1·14	1·43	1·71	1·98

und hiermit folgt nach (152) folgende Tabelle für das Brennstoffersparniss z'' durch Condensation.

$x =$	$^1/_2$	$^1/_3$	$^1/_4$	$^1/_5$
$p = 1{\cdot}5$	34	41	(46)	(50)
$p = 2$	26	33	38	(42)
$p = 2{\cdot}5$	20	26	31	35
$p = 3$	16	21	26	30

Diese Tabelle zeigt in den Diagonalen von oben links nach unten rechts ungefähr gleiche Zahlen. Bei $p = 3$ und halber Füllung würde es sich nicht lohnen die kostspielige Condensationseinrichtung anzubringen; man würde nur 16% an Brennstoff ersparen und auch an den Kesseln kein erhebliches Ersparniss machen, weil der Unterschied der Dampfspannungen im Cylinder nur 1·14 Atmosphären beträgt. Bei Mitteldruckmaschinen mit 3- bis 4facher Expansion ersparen wir schon 33% an Brennstoff und circa $1\,{}^1\!/_2$ Atmosphären im Cylinder, oder etwa 2 Atmosphären Druck im Kessel. Das zahlt sich schon aus, wenn der Brennstoff nicht gar billig ist. Bei niedriger Spannung und starker Expansion würde sich 40 bis 50% Ersparniss herausstellen, und $1\,{}^3\!/_4$ bis 2 Atmosphären Unterschied in der Cylinderspannung, weil die Maschine ohne Condensation

sehr ungünstig arbeiten würde, da bei der starken Expansion die Dampfspannung sogar unter eine Atmosphäre sinken würde.

Die eingeklammerten Zahlen haben daher keine praktische Bedeutung.

Dass für $p = 3$- und 5fache Expansion das Ersparniss nur 30% beträgt, ist erklärlich, denn die Maschine ohne Condensation würde bei der hohen Cylinderspannung von $p + 2 = 5$ Atmosphären auch schon sehr günstig arbeiten. Der Gewinn liegt aber hier ausser im Brennstoffersparniss auch in den billigeren Kesseln, da die Kesselspannung der Condensationsmaschine um reichlich $2\frac{1}{2}$ Atmosphären kleiner sein kann, als jene der Hochdruckmaschine. Dazu kommt noch, dass die geringere Dampferzeugung für gleiche Pferdekraft auch geringere Heizfläche zulässt, wenn der Wirkungsgrad des Kessels derselbe sein soll.

Es könnte auffallen, dass die Entlastung des Vorderdrucks um eine Atmosphäre bei gleicher Nutzarbeit die Entlastung des Hinterdrucks um $1\frac{1}{2}$ bis 2 Atmosphären ermöglicht, trotzdem dass durch die Condensation 3 wesentliche Hindernisse, die Spannung im Condensator, die Luft- und Kaltwasserpumpe, hinzukommen. Es beruht diess auch lediglich auf der vorausgesetzten gleichzeitigen Anwendung der Expansion, und ist natürlich nicht mehr der Fall, sobald wir voraussetzen würden, die Maschine arbeite ohne Expansion. In diesem Falle wäre nämlich $f = 0·92$, also nach (153)

$$p_0 = p + 0·945$$

also wirklich $p_0 - p$ noch kleiner als eine Atmosphäre. Erst bei ungefähr $\frac{2}{3}$ Füllung haben wir $f = 0·87$, also

$$p_0 = p + 1 \quad . \quad . \quad . \quad (154)$$

In diesem Falle würde

$$z'' = 100 - \frac{116\,p}{p+1} = \frac{100 - 16\,p}{p+1} \quad . \quad . \quad (155)$$

für $p =$	folgt $z'' =$
1·5	30
2	23
2·5	17
3	13



Wenn wir also bei $^2/_3$ Füllung mit derselben Maschine und mit der gleichen Geschwindigkeit das eine Mal ohne Condensation, das andere Mal mit Condensation und mit um eine Atmosphäre herabgesetzter Hinterdampfspannung arbeiten, so erhalten wir die gleiche Stärke der Maschine, aber verbrauchen doch weniger Dampf, also weniger Brennstoff, — ganz natürlich, weil wir früher $^2/_3$ des Cylinderinhaltes mit Dampf von $p_0 = p + 1$ Atmosphären anfüllen mussten, während wir jetzt dasselbe Volumen nur mit Dampf von p Atmosphären zu erfüllen haben. Letzterer hat aber beiläufig im Verhältniss $\frac{p}{p+1}$ geringere Dichte, also sinkt der frühere Dampfverbrauch S_0 auch beiläufig auf $S = \frac{p}{p+1} S_0$, genauer auf $S = 1{\cdot}16 \frac{p}{p+1} S_0$, weil die Dichte des gesättigten Dampfes nicht so rasch sinkt wie die Spannung, und weil die durch Compression zurückgewonnene Dampfmenge bei der Condensationsmaschine dem Gewichte nach beträchtlich kleiner ist, als bei der Hochdruckmaschine, wo so ziemlich der ganze schädliche Raum durch die Compression schon wieder mit Hochdruckdampf erfüllt ist, wenn die Communication des schädlichen Raums mit der Dampfkammer beginnt.

Fassen wir die Vor- und Nachtheile der Condensationsmaschinen zusammen, so erscheint als vortheilhaft:

1. Bei gleicher Stärke und bei gleichen Dimensionen eine um etwa $1^3/_4$ bis $2^1/_2$ Atmosphären geringere Kesselspannung und 26 bis 33% Brennstoffersparniss. Ordnet man bei gleicher Stärke, wie es üblich ist, die Dimensionen der Condensationsmaschine grösser an, so wird die Kesselspannung noch geringer sein können, aber auch das Brennstoffersparniss jedenfalls geringer.

2. Wegen kleineren Dampfverbrauches bei gleicher Stärke genügen etwas kleinere und bedeutend schwächer (in der Blechdicke) gehaltene Kessel, also ist die Kesselanlage billiger, was die Mehrkosten der Maschine theilweise ausgleicht.

3. Bei der geringen Spannung ist der Kesselbetrieb leichter, wenigstens ist es eine Annahme vieler Praktiker, dass bei ge-

ringer Spannung minderes Brenn-Material genüge. In wie weit diese Annahme berechtigt sei oder nicht, mag dahingestellt bleiben; so viel ist aus der Dampftabelle ersichtlich, dass man um Dampf von $2^3/_4$ Atmosphären absoluter Spannung durch neue Dampferzeugung um $^1/_4$ Atmosphäre zu erhöhen sogar noch etwas mehr Dampf braucht, als um Dampf von $4^1/_2$ Atm. um $^1/_4$ Atm. zu erhöhen. Demnach ist kaum anzunehmen, dass entstandene Unregelmässigkeiten in der Dampfspannung sich bei mittlerem Druck leichter durch forcirtes oder vermindertes Heizen beseitigen lassen, als bei hohem Druck.

4. Die Gefahr der Explosion ist etwas geringer. Doch dürften Explosionen wohl sehr selten durch zu hohe Dampfspannung, sondern vielmehr durch plötzliche Dampfbildung veranlasst werden, in Folge eines dynamischen Vorgangs (Erschütterung, Ventilöffnen und dergl.) bei Gegenwart ausgekochten, luftfreien Wassers, welches in allen seinen Molecülen gleichmässig zur Dampfbildung disponirt ist. (Nach einem Versuch Hofrath Eisenlohr's in Karlsruhe, explodirt ein in ein Haarröhrchen endender Glaskolken, wenn in demselben vollkommen ausgekochtes Wasser vom kalten Zustand aus bei voller Ruhe erhitzt wird, indem die Dampfbildung bei vielen Molecülen zugleich erfolgt, und nicht durch Vermittlung von Luftblasen eine successive Dampfentwicklung bewerkstelligt wird.)

5. Bei der kleineren Cylinderspannung ist es leichter, die Maschine im Nothfall zu forciren, weil $^1/_2$ Atmosphäre Spannungsunterschied bei 2·5 Atmosphären Cylinderspannung mehr ausgibt, als bei 4 Atmosphären. Es folgt das aus der Gleichung

$$\begin{aligned} p_n &= fp - 1{\cdot}05\, p' - r - r' \\ &= fp - Bp = p\,(f - B) \end{aligned}$$

aus welcher man durch Differentiation nach p erhält:

$$\begin{aligned} \frac{dp_n}{dp} &= (f - B) - p\,\frac{dB}{dp} \\ &= \frac{p_n}{p} - p\,\frac{dB}{dp} \end{aligned} \qquad . \; . \; . \quad (156)$$

Für den grösseren Werth von p ist $\frac{p_n}{p}$ kleiner, und $p\,\frac{dB}{dp}$ grösser, also $\frac{dp_n}{dp}$ kleiner, es wächst also p_n bei der Hochdruck-

maschine nicht so rasch mit p als bei der Condensationsmaschine.

6. In Folge der kleineren Dampfspannung ist der Dampfverlust bei den Dichtungen geringer.

7. Zufolge der Tabelle z Gleichung (150) gibt die Expansion bei der Condensationsmaschine mehr aus bezüglich Ersparung an Brennstoff, als bei der Maschine ohne Condensation.

8. Ist die Möglichkeit gegeben durch Anwendung von Hochdruck und sehr starker Expansion das Maximum des erreichbaren Güteverhältnisses und zugleich vermittelst Einrichtung von variabler Expansion eine für höchst variablen Nutzwiderstand geeignete Maschine zu erzielen.

Als nachtheilig hingegen erscheint:

1. Die Nothwendigkeit, der vielen Pumpen halber eine Balancier-Maschine zu bauen, welche nicht nur in den Maschinentheilen, sondern insbesondere in der Fundirung kostspieliger, und schwieriger aufzustellen ist, als eine horizontale Maschine. Man hat zwar vielfältig versucht auch horizontale Maschinen mit Condensation zu bauen, allein es ist nicht wohl möglich, die vielen Pumpen in einen so organischen Zusammenhang mit der Maschine zu bringen, wie diess bei einer Balancier-Maschine der Fall ist. Die Condensationsmaschinen werden daher noch immer am häufigsten als Woolf'sche Balancier-Maschinen ausgeführt.

2. Grössere Complicirtheit, mithin häufigere Reparaturen, besonders viele Liederungen. Doch ist dieser Grund unwesentlich. Viel wichtiger ist oft

3. die Schwierigkeit die grosse Menge kalten Wassers zur Condensation herbeizuschaffen. Die im 1. Beispiel des §. 31 berechnete 80pferdekräftige Maschine erhielte nach Redtenbacher einen Durchmesser der Kaltwasserpumpe von $d = 0{\cdot}26\, D = 0{\cdot}205$, also einen Querschnitt von 0·033 Quadr.-Meter. Ihr Hub ist $\frac{s}{2} = 0{\cdot}8^m$. Sie liefert also pr. Minute $30 \,.\, 0{\cdot}033 \,.\, 0{\cdot}8 = 0{\cdot}792$ Kub.-Meter = 792 Kilogramm oder pr. Secunde 13·2 Kilo, d. i. 36mal so viel als der Speisewasserbedarf beträgt. Solche Wasserquantitäten hat man selten zur Disposition, oder muss wieder erhebliche Kosten auf die Herbeischaffung und Ableitung derselben verwenden. —

Dritter Abschnitt.

Theorie der einfachwirkenden Maschinen.

§. 38.

Anwendung derselben.

Die einfachwirkenden Maschinen spielen eine grosse Rolle, wenn es sich um eine Kraftmaschine zur Bethätigung sehr grosser Wasserpumpen handelt, sei es zum Zwecke der Wasserversorgung einer Stadt, sei es zur Gewältigung der Grubengewässer in einem Schachte, — zur „Wasserhaltung". Es erscheint auffallend, dass man gerade bei den grössten Maschinen, wo es sich um 100 und oft um mehrere 100 Pferdekraft handelt, zum Princip der einfachen Wirkung greift, durch welches die Dimensionen; die schon bei einem doppeltwirkenden Cylinder gross ausfallen würden, noch viel mehr vergrössert werden. Wir wollen versuchen die Zweckmässigkeit dieses Princips, das gewöhnlich als etwas Gegebenes, ohne viele Kritik hingenommen wird, durch Verfolgung aller logischen Möglichkeiten darzuthun.

Häufig wird diesem Princip, bei welchem die einfache Wirkung verknüpft ist, mit der Eigenthümlichkeit der Wassersäulenmaschinen, einen, nicht durch den Organismus selbst auf ein unveränderliches Mass begrenzten Hub zu besitzen, die Absicht unterschoben, als wolle man vermeiden, die grosse in den Steigröhren der Pumpen befindliche Wassermasse zu einer bestimmten Bewegungsweise zu zwingen, und als würde man vorziehen, diese und die anderen Massen der Maschine dem freien Spiel der Kräfte zu überlassen.

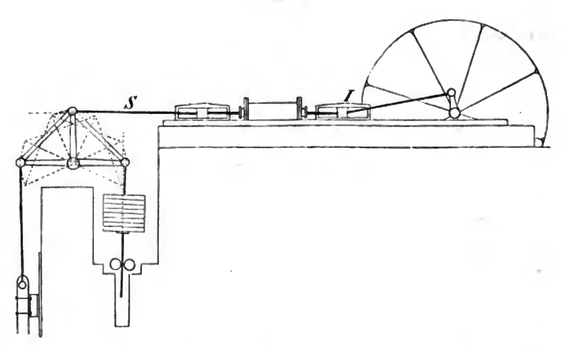
Allein die durch Kurbel und Schwungrad erzwungene

sinus-versus Bewegung ($s = r - r \, Cos \, \varphi$), welche der Kolben einer doppeltwirkenden Kurbelmaschine auf die Pumpenkolben überträgt, ist auch für die Wassermassen eine so tadellos zweckmässige, dass die Stösse beim Wechsel der Pumpenventile, die hydraulischen Widder, unter übrigens gleichen Umständen bei der Kurbelmaschine eher noch geringer sein müssen, als bei der einfach wirkenden Maschine, bei welcher die Geschwindigkeitsänderungen zu Ende eines Kolbenschubs ausserordentlich rasch vor sich gehen. In der That findet man auch sehr grosse Wasserhaltungsmaschinen als doppeltwirkende Kurbelmaschinen ausgeführt, z. B. in Mährisch-Ostrau eine von nominell 150 Pferdekraft. Die Gründe, welche zu jenem System veranlassen, sind also andere.

Gehen wir von den Kurbelmaschinen aus. Gewöhnlich wird bei derlei Maschinen, sei es, dass sie als Balancier-Maschinen, oder als Horizontal-Maschinen angewendet sind, die Bewegung erst von der schnellergehenden Schwungradwelle durch Zahnräder auf die langsamer gehende Pumpenkurbelwelle übertragen, welche mittelst Kurbel und Schubstange auf ein Kunstkreuz (oder auf zwei entgegengesetzt gehende Kunstkreuze) wirkt. Zahnräder sind aber eine höchst missliche Sache, sobald es sich um grosse Kräfte handelt; der Widerstand des getriebenen Rades ist nie ein gleichförmiger, besonders wenn die Gewichte der Kurbel und Schubstange nicht ausgeglichen sind, und so kommt es, dass in gewissen Kurbelpositionen das getriebene Rad dem treibenden voraneilt, bis die Zähne den nicht genug geringen Spielraum durchlaufen haben, worauf es aber gleich wieder zurückbleibt, bis das treibende Rad mit einem zweiten Schlag zwischen den Zähnen nachkommt. Die dadurch hervorgerufenen beständigen Erschütterungen veranlassen oft Brüche, und sind jedenfalls den Fundamenten nachtheilig. Für Maschinen von 60 Pferdekraft und mehr, zieht man daher die directe Anordnung Fig. 9 vor, bei welcher die Uebertragung der Kraft vom Maschinenkolben zum Kunstkreuz der Pumpen bei weitem nicht gänzlich, sondern nur secundär durch die Schwungradwelle vermittelt wird, insofern nämlich das Schwungrad die Geschwindigkeit der Kolben beeinflusst. An einem Arm des Kunstkreuzes

hängt das Schachtgestänge mit den Pumpenkolben, am andern ein Gegengewicht, das so gross bemessen wird, dass die Maschine beim Hin- und Hergang des Kolbens gleichen Widerstand zu gewältigen hat.

Fig. 9.



Diese Anordnung hat zwar den Uebelstand, dass der Dampfkolben eben so langsam geht, wie die Pumpenkolben, und folglich der Dampfcylinder gross ausfällt, ferner den Uebelstand, dass das Fundament der Maschine und ebenso das Fundament des Kunstkreuzes einen der vollen Maschinenkraft entsprechenden Horizontalschub auszuhalten hat, der bei jeder Kurbelumdrehung die zwei Fundamente einmal zu einander und einmal von einander zu zerren sucht, endlich den Uebelstand, dass das Kunstkreuz nicht nur die eigentliche Nutzlast zu übertragen hat, sondern noch weit mehr durch das mächtige Gestänggewicht einerseits und das bis zu 200 Centner betragende Gegengewicht andrerseits auf relative Festigkeit in Anspruch genommen wird. Allein alles das würde nicht hindern diese Anordnung in den kolossalsten Dimensionen auszuführen, wenn nicht noch ein weiterer Uebelstand hinzukäme, nämlich, dass man in Verlegenheit kommt, wie der Aufgabe, zu verschiedenen Zeiten sehr verschiedene Wassermengen zu gewältigen, entsprochen werden soll. Das Maximum des zu gewältigenden Wasserquantums, für das die Maschine construirt sein muss, tritt manches-

mal in der ganzen Dienstzeit derselben gar nicht ein; man will ja durch die starke Maschine nur gesichert sein, dass auch in einem Unglücksfall, der mit ganz ausserordentlichem Wasserandrang verknüpft ist, der Grubenbau gar nicht, oder nur kurze Zeit sistirt zu werden braucht. Die normale Wassermenge beträgt daher oft nur den vierten Theil derjenigen, welche die Maschine bei voller Leistung zu gewältigen im Stande ist.

Die mittlere Geschwindigkeit der Pumpenkolben soll aber selbst im schnellsten Gang der Maschine 1·5 Fuss nicht übersteigen, alleräussersten Falles kann sie auf 2 Fuss kommen, wenn die Durchmesser der Pumpen-Ventile und der Steigröhren wenigstens gleich dem Durchmesser des Pumpenkolbens sind. Man muss daher die Maschine beim normalen Gang äusserst träge gehen lassen, wodurch einerseits der Dampfverlust in der doppeltwirkenden Maschine, andererseits der Wasserverlust in den Pumpen verhältnissmässig sehr bedeutend wird. Man kann sich da nicht etwa helfen, indem man die Maschine bei voller Wassermenge mit Volldruck, und bei geringerer Wassermenge mit Expansion gehen lässt, weil ja der Nutzwiderstand der Pumpen durch Querschnitt und Druckhöhe ganz unveränderlich gegeben ist, gleichgültig, ob die Maschine schnell oder langsam geht. Wollte man dennoch das Mittel der Expansion anwenden, so müsste man, was allerdings zuweilen ausgeführt wird, die Mönchkolbenpumpen mit auswechselbarem Plunger vorrichten, indem man nur bei voller, bis halbvoller Wassermenge mit dem grossen Plunger arbeitet, bei normaler Wassermenge aber Plunger von nur halbem Querschnitt einsetzt, und die Dampfmaschine mit 3facher Expansion wirken lässt.

Oder man könnte bei den mit Vorgelegwelle arbeitenden Maschinen den Nutzwiderstand der Maschine abändern ohne den Nutzwiderstand der Pumpen zu ändern, indem man den Kolbenhub der Pumpen z. B. auf die Hälfte herabsetzt, wodurch das Verhältniss des Halbmessers, in welchem die Maschine wirkt, zu jenem Halbmesser, in welchem auf das Kunstkreuz der Pumpen gewirkt wird, sich verdoppelt, also der mittlere nutzbare Druck in der Maschine auf die Hälfte sinkt, und diese wieder mit

3facher Expansion arbeiten kann; oder auch, indem man das Vorgelege selbst ändert. Das erstere Mittel ist schlecht, weil sich der Pumpencylinder, oder bei Plungerpumpen der Plunger, ungleich abnützt, das letztere ist umständlich und hat in normalem Gang auch die zu geringe Geschwindigkeit der Pumpenkolben im Gefolge.

Die doppeltwirkende Maschine entspricht also schlecht dem Bedürfniss nach variabler Leistung, und das ist der Hauptgrund, warum man zu den höchst interessanten einfachwirkenden Maschinen ohne Kurbel und Schwungrad greift, die dieses Bedürfniss in ausgezeichneter Weise befriedigen.

Das Mittel nämlich, durch welches bei einfach wirkenden Maschinen die Leistung variirt werden kann, ist die Anwendung von regulirbaren Pausen, welche nach jedem einfachen Kolbenschub eintreten, und während welcher kein Dampfverbrauch stattfindet und sämmtliche Organe der Maschine ruhen, mit alleiniger Ausnahme der sogenannten Katarakte, deren Thätigkeit noch während des Ganges der Maschine eingeleitet wurde, und die nach Eintritt der Pause noch weiter langsam und frei fortspielen, bis eine von dem Katarakt bethätigte Stange, die Kataraktstange, in Conflict kommt mit einem Sperrhebel an der Maschine, bei dessen, durch die Kataraktstange bewirkten Auslösung, das Spiel der Maschine von neuem beginnt.

Durch die beliebige Regulirung der Pausen kann man die Leistung der Maschine pr. Stunde beliebig herabsetzen, ohne schlechter zu arbeiten, und ohne die Geschwindigkeit während des Ganges erheblich zu ändern. Nur in secundärer Weise benützt man auch noch das Mittel einer kleinen Geschwindigkeitsänderung.

Dieses Princip der Kataraktmaschinen des absätzigen Wirkens mit eingeschalteten Pausen ist aber durchaus nicht an das Princip der einfachen Wirkung gebunden, und es ist wirklich merkwürdig, dass man (meines Wissens wenigstens) noch nirgends die Anordnung Fig. 9 durch Hinweglassung der Schwungradwelle sammt Schwungrad, Kurbel und Kurbelstange, in eine doppeltwirkende Katarakt-Maschine umgestaltet hat. Das Schwungrad ist ohnehin nicht der Pumpen halber da,

sondern hat nur die Aufgabe, den Vertheilungsschieber der gegen Ende des Kolbenlaufs sich in seiner Mittelstellung befindet, in der er Ein- und Ausströmung des Dampfes gleichzeitig absperrt, über diese Mittelstellung mit Sicherheit hinwegzubringen. Bei der doppeltwirkenden Kataraktmaschine wird man, statt eines Schiebers, lieber auf jeder Seite des Cylinders ein Dampfeinlass- und ein Dampfauslassventil anordnen, etwa ganz so wie bei den in Westphalen häufigen liegenden Förderungsmaschinen mit Ventilsteuerung*), aber die Kurbel an der quer über dem Cylinder liegenden Steuerungsaxe (oder die parallelen Kurbeln an den beiden Steuerungsaxen) nicht von einem Excenter aus bewegen, weil keine rotirende Welle mehr vorhanden ist, sondern durch ein kleines doppeltwirkendes Dampfmaschinchen, dessen Vertheilungsschieber durch die beiden Katarakte am Schluss der einen Pause nach rechts, am Schluss der nächsten Pause nach links geschoben wird.

Die grösseren Kosten des Steuerungsapparates würden durch Hinweglassung der Schwungradwelle wohl ausgeglichen werden, die ganze Maschine würde compendiöser, die Fundamente also billiger, und man hat die unzweckmässige rotirende Maschine in eine Maschine mit regulirbaren Pausen umgestaltet, ohne die doppelte Wirkung aufzugeben, also ohne an den Hauptmessungen der ganzen Anordnung irgend etwas zu ändern.

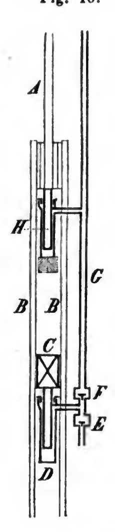
Denken wir uns aber nun weiters den Fall, dass die schlechte Beschaffenheit des Gesteins, in welchem der Schacht angeschlagen ist, den Constructeur veranlasst, den horizontalen Kunstkreuzarm, vom Schachtgestänge bis zur Axe gemessen, nicht $2\frac{1}{2}$ bis 3 Meter, sondern 4 bis 5 Meter lang zu machen, um das Kunstwinkelfundament möglichst weit vom Schacht wegzubekommen, so würde ein solcher doppelter Kunstwinkel wie in Fig. 9 eine gar zu grosse Gesammtlänge bekommen, und man wird, auch im höchsten Interesse der Solidität sich veranlasst finden, den Gegengewichtsarm wegzulassen, die unnöthig lange Schubstange *S* bedeutend kürzer zu machen, und zwischen Kunstwinkel- und

---

*) Civilingenieur V. Band S. 113. Auch am Kobschacht in Freiberg befindet sich eine solche.

Maschinenfundament die ununterbrochene Verbindung herzustellen. Das Gegengewicht muss dann durch irgend etwas anderes ersetzt werden. Als Ersatz des Gegengewichts kann ein hydraulischer Balancier dienen, indem man unmittelbar über einem der hohen Pumpensätze einen Balanciercylinder mit Plunger herstellt, der mit der Steigröhrentour der Pumpe in unterbrochener Verbindung bleibt. Es bezeichnet z. B. in Fig. 10:

Fig. 10.



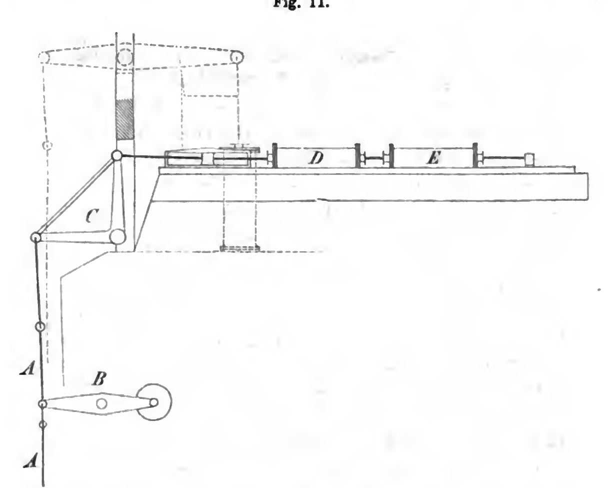
A das einfache, *B B* das gegabelte Schachtgestänge, *C* den gusseisernen Rahmen, an welchem sich der Plunger des Drucksatzes *D* befindet, *E*, *F* die Ventilkästen für Saug- und Druckventil, *G* die Steigröhrentour, welche man sich aber um 90° gewendet denken muss, damit das Gurgelrohr, welches die Communication zwischen dem Cylinder und der Steigröhre herstellt, nicht mit dem Gestänge in Conflict kommt, *H* den hydraulischen Balancier, dessen Plunger so gross bestimmt wird, dass der ununterbrochen nach aufwärts wirkende hydrostatische Druck gleich dem verlangten Gegengewicht wird.

Statt eines hydraulischen Balanciers, könnte man aber auch einen Dampfbalancier anordnen, indem man an den Platz der hinteren Führung *I* in Fig. 9 einen zweiten Dampfcylinder legt, dessen Kolben ununterbrochen auf derselben Seite, nämlich auf der innern, mit dem Kesseldampf in Verbindung bleibt. In der Regel würde der Durchmesser dieses Dampfbalancier-Cylinders grösser ausfallen als der Durchmesser des Hauptcylinders selbst; man könnte ihn in diesem Falle auch vollkommen gleich dem Hauptcylinder construiren, und den Rest des Gegengewichts durch einen besonderen im Schacht angebrachten zweiarmigen Contrebalancier ausgleichen, der ganz mässige Dimensionen erhielte, und zur beliebigen Regulirung des Ganges der Maschine seine guten Dienste thun würde.

Wir sind hiedurch auf die ideale Anordnung Fig. 11 gekommen. Es ist *A* das Schachtgestänge, *B* der um 90° ge-

wendet zu denkende Contrebalancier, C der Kunstwinkel, D der doppeltwirkende Treibcylinder und E der einseitigwirkende Dampfbalanciercylinder. Diese Anordnung würde man aber gewiss

Fig. 11.



nicht ausführen, weil man, des kürzeren Fundaments halber, entschieden lieber einen grösseren statt 2 kleinere Cylinder anordnen wird. Gesetzt nun es wäre a der Kolbenquerschnitt der Cylinder in Fig. 11 gewesen, so ist bei der Bewegung nach rechts der Ueberdruck auf die Fläche $a + a = 2\,a$ wirksam, und bei der Bewegung der Kolben nach links der Ueberdruck auf die Fläche $a - a = 0$. Denselben Erfolg erzielen wir, wenn wir dem Hauptcylinder D den Querschnitt $2\,a$ geben, und bei der Bewegung nach rechts dieselbe Dampfspannung anwenden wie früher (also doppelt so viel Dampf verbrauchen) hingegen bei der Bewegung nach links den Dampf von der einen Seite des Kolbens auf die andere führen, so dass der Ueberdruck Null ist, wobei wir keinen frischen Dampf verbrauchen, und so sind wir denn zu der einfachwirkenden Katarakt-

Maschine (besser Pausen-Maschine) gekommen, und sehen wohl ein, dass die einfache Wirkung durch Vereinigung des doppeltwirkenden Dampfcylinders mit dem bloss einseitigwirkenden Dampfbalanciercylinder bestens motivirt ist.

Aber auch diese liegende einfachwirkende Katarakt-Maschine ist meines Wissens nirgends ausgeführt, und allerdiugs wäre sehr zu überlegen, ob das Maschinenfundament seiner grossen Höhe halber nicht zu kostspielig ausfiele. Man zieht unter gleichen Umständen vor, stehende Balanciermaschinen zu machen, wie eine solche in Fig. 11 einpunctirt ist, und wobei man gewöhnlich den Balancierarm im Maschinenlocale etwas länger hält als den äusseren, damit die Geschwindigkeit des Dampfkolbens etwas grösser ausfalle als jene der Pumpenkolben.

Diese Balanciermaschinen sind aber insofern eine bedenkliche Sache, als gar so häufig Balancierbrüche vorfallen, wesshalb man sich veranlasst gefunden hat, diese Balanciers nicht aus Gusseisen, sondern aus starken schmiedeeisernen Platten, aus starkem Kesselblech, herzustellen. Dann werden sie aber äusserst kostspielig, und es ist wirklich die Frage, ob die an und für sich solidere Form des Kunstwinkels jener des geradlinigen Balanciers nicht vorgezogen werden soll.

Wo es aber immer möglich ist, vermeidet man sowohl Balancier wie Kunstwinkel, und stellt den Maschinencylinder direct über das Gestänge, auf eine aus Quadern gewölbte, gusseiserne oder Blech-Brücke, damit der Zutritt zum Schacht ganz frei bleibt. Sobald diese Brücke bedeutend kürzer gehalten werden kann, als die Balancierlänge im andern Fall, so ist diese directe Aufstellung jedenfalls vorzuziehen, selbst wenn wegen Kostspieligkeit der Quaderpfeiler und Brücke in ökonomischer Hinsicht nichts gewonnen wäre, schon desshalb weil man bei dieser directen Aufstellung gar nicht in der Hubhöhe beschränkt ist, und mit derselben ganz gut bis selbst auf 4 Meter gehen kann, wodurch die Anzahl der Ventilwechslungen, die nie ohne Verluste und Stösse abgehen, auf das mögliche Minimum herabgebracht wird.

In der Praxis hat man es nur mit den letzten beiden Aufstellungen zu thun, mit einfachwirkenden Balanciermaschinen,

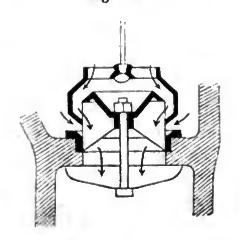
und mit einfach- und directwirkenden Maschinen. In der Theorie brauchen wir auch diesen Unterschied nicht festzuhalten, und können uns in der Rechnung die Maschine immer als eine directwirkende denken.

§. 39.

Die Systeme der einfachwirkenden Maschinen.

Die einfachwirkenden Maschinen werden, mit Ausnahme kleiner Maschinen unter 50 Pferdekraft, immer durch Ventile gesteuert, weil diese als Doppelsitzventile nach der Skizze Fig. 12 construirt zu ihrer Bewegung nur einer viel kleineren äusseren Kraft bedürfen als ein Schieber, der unter dem vollen einseitigen Dampfdruck steht. Man hat zwar versucht sogenannte Entlastungsschieber anzuwenden, bis jetzt hat aber noch keine Construction derselben für die Dauer gut entsprochen. Solcher Ventile sind ausser einem durch Schrauben stellbaren, die Drosselklappe vertretenden Regulirungsventil für den Eintritt, und oft auch einem solchen für den Austritt des Dampfes, gewöhnlich ihrer drei vorhanden. Das Einlassventil und das Auslassventil öffnen sich gleichzeitig durch Vermittlung des Einlasskataraktes am Schluss der Pause, während welcher sich das Schachtgestänge in der unteren Lage befindet, das Gleichgewichtsventil, durch welches die Communication des Dampfes zu beiden Seiten des Kolbens hergestellt wird, öffnet sich durch Vermittlung des Gleichgewichtskataraktes am Schlusse der Pause, in welcher sich das Schachtgestänge in der oberen Lage befindet. Nur bei den Maschinen ohne Expansion und ohne Condensation trifft man zuweilen nur zwei Ventile, das Einlassventil und das Gleichgewichtsventil an, und lässt das Auslassventil als entbehrlich fort, indem man den Dampf beim Niedergang des Schachtgestänges nicht nur durch das Gleichgewichtsventil auf die andere

Fig. 12.



Seite des Kolbens, sondern auch gleichzeitig in die Atmosphäre entweichen lässt. Man nennt das Gleichgewichstventil in diesem Fall gewöhnlich „Auslassventil"; es ist aber principiell nicht ein solches, weil es nicht zugleich mit dem Einlassventil durch den Einlasskatarakt, sondern durch den Gleichgewichtskatarakt bethätiget wird.

Die Eröffnung aller Ventile erfolgt nach Auslösung des betreffenden Sperrhebels durch die Kataraktstange immer durch ein Gewicht, der Schluss der Ventile hingegen immer durch Knaken an der Steuerungsstange

Die Beschreibung aller dieser Theile kann man in Weisbach's Ingenieur-Mechanik nachlesen, hier müssen wir uns zum Zwecke der Theorie nur das Spiel der Maschine vergegenwärtigen, und in dieser Beziehung 3 Systeme unterscheiden:

1. Maschinen ohne Expansion ohne Condensation;
2. Maschinen ohne Expansion mit Condensation;
3. Maschinen mit Expansion und Condensation.

Wir rechnen hierbei Maschinen, welche erst nach 0·9 des Hubs und noch später den Dampfzutritt unterbrechen, noch zu den Maschinen ohne Expansion, ohne eben eine scharfe Grenze ziehen zu wollen. Ganz ohne alle Expansion kann natürlich keine Maschine arbeiten, weil sie immer erst nach erfolgtem Schluss des Einlassventils die in ihren grossen Massen enthaltene lebendige Kraft abgeben muss.

Maschinen mit Expansion ohne Condensation pflegt man nicht auszuführen, da der nur mässige Gewinn gegenüber einer Maschine ohne Expansion und ohne Condensation die bedeutenden Mehrkosten der Anlage einer Expansions-Maschine nicht aufwiegen würde, hingegen trifft man, was bei rotirenden Maschinen nicht der Fall ist, Maschinen mit Condensation ohne Expansion, weil bei den einfachwirkenden Maschinen, bei denen man auf jeden Fall einen Balancier hat, sei es auch nur zur Bewegung der Steuerstange, die Zugabe der Condensation die Anlage nicht sehr wesentlich vertheuert, während durch Herabsetzung der Hinterdampfspannung um circa 0·9 Atmosphären bei grossen Dimensionen des Cylinders doch wesentlich an

Dampfverbrauch also Brennstoffaufwand erspart wird, andrerseits aber die Zugabe der Expansion bei diesen Maschinen so kostspielige Consequenzen nach sich zieht, dass sie sich nur dort rentirt, wo man mit billigem Capital baut.

In Oesterreich findet man daher mit Recht meines Wissens nirgends Maschinen mit Expansion, während in Deutschland mässige Expansion und in England hohe Expansion Regel ist.

§. 40.

Spiel der Maschinen ohne und mit Expansion.

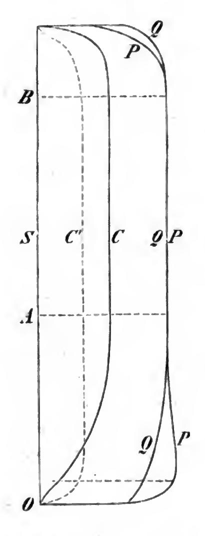
Das Spiel der Maschinen ohne Expansion, sei es, dass sie ohne oder mit Condensation wirken, ist folgendes:

In der tiefsten Lage des Schachtgestänges ruht dasselbe theils auf dem in den Pumpen eingeschlossenen Wasser, theils auf dem unter (über*) dem Treibkolben befindlichem Dampfpolster. Der Raum über (unter) dem Kolben ist bei zweiventiligen Maschinen ohne Condensation mit Dampf von atmosphärischer Spannung gemengt mit Luft, bei jenen Maschinen aber, welche ein besonderes Auslassventil haben, also jedenfalls bei Condensationsmaschinen, mit jenem Dampf erfüllt, der bei dem rüheren Gestängshub wirksam war, und dann durch das Gleichgewichtsventil über (unter) den Kolben getreten ist. Alle Ventile sind geschlossen (natürlich ausser dem Regulirungsventil, das unverändert stehen bleibt). Während der Pause spielt der Einlasskatarakt, und löst zuletzt die Sperrhebel der Axen des Einlass- und des Auslassventils, welches letztere bei Condensationsmaschinen gewöhnlich Condensatorventil genannt wird, aus; die Ventileröffnungsgewichte werden wirksam, Einlass- und Auslassventil öffnen sich, und nachdem unten (oben) so viel Dampf ein- und oben (unten) so viel Dampf ausgetreten ist, dass der Ueberdruck des Hinterdampfs über den Vorderdampf gerade im Stande ist, sämmtliche nützliche und schädliche Widerstände zu überwinden, beginnt die Bewegung. Wenn der eingetretene Dampf seine volle Cylinderspannung erreicht hat, so ist der Ueberdruck etwas

*) Die eingeklammerten Worte beziehen sich auf Balanciermaschinen.

grösser als diese sämmtlichen Widerstände, der Kolben hebt sich (sinkt) daher mit beschleunigter Geschwindigkeit, jedoch mit abnehmend beschleunigter Geschwindigkeit, weil ein Theil der Widerstände mit der Geschwindigkeit in nahe quadratischem Verhältniss wächst, also der Ueberschuss der Kraft immer kleiner wird, und es tritt bald, oft schon nach einem Bruchtheil einer Secunde, die Normalgeschwindigkeit von etwa 0·6^m ein, bei welcher der Ueberdruck den angewachsenen Widerständen gerade das Gleichgewicht hält, also weiters keine Beschleunigung mehr erfolgt. In Fig. 13 ist die Linie *S* als Abscissenaxe zur Auftragung des Weges gewählt, und stellen die Linien *C*, *Q* und *P* die Geschwindigkeit, die Summe der nützlichen und schädlichen Widerstände, und den Dampfüberdruck auf die Kolbenfläche beim Gestängaufgang vor. *O A* ist der Weg während der Dauer des „Anlaufs", welcher in der Regel weniger als eine Secunde dauert. (Der Deutlichkeit halber in der Figur zu gross.)

Fig. 13.



Während des grössten Theiles des Kolbenwegs ist Kraft und Widerstand gleich, also Beharrungszustand mit gleichförmiger Bewegung vorhanden. Gegen Ende des Gestängaufgangs wird der Einlasskatarakt aufgezogen und somit vorbereitet, um die Pause nach dem Gestängniedergang zu bewerkstelligen.

Ungefähr gleichzeitig beginnt der Gleichgewichtskatarakt sein Spiel, wenn Katarakte mit Sperrung angewandt sind. Bei der gewöhnlichen Einrichtung der Katarakte aber, hat dieses Spiel des Gleichgewichtskataraktes schon mit dem Anfang des Gestängaufgangs begonnen.

Nach dem Weg *O B* wird durch 2 Knaken an der Steuerungsstange das Einlass- und Auslassventil ungefähr gleichzeitig geschlossen, (bei den nur zweiventiligen Maschinen also nur das

Einlassventil, weil kein Auslassventil vorhanden ist) es erfolgt unter (über) dem Kolben Expansion des Hinterdampfs, über (unter) dem Kolben Compression des Vorderdampfs, der Ueberdruck nimmt also rasch ab, es tritt also der „Endlauf" mit Verzögerung der Bewegung ein; dadurch nehmen wohl die schädlichen Widerstände auch ab, nicht aber der nützliche, folglich ist die Bewegung zunehmend verzögert, und die Geschwindigkeit wird rasch gleich Null, alle Ventile in den Pumpensätzen fallen zu, es beginnt die Pause in der oberen Lage des Gestänges. Das Gestänge ruht hierbei theilweise auf dem expandirten Dampf unter (über) dem Kolben, theilweise auf dem in den Pumpen eingeschlossenen Wasser. Wenn die Schachttiefe sehr gross ist, so federt sich das äusserst lange Gestänge trotz seiner etwa von 8 zu 8 Meter angebrachten Führungen, zwischen denen es schleift, doch in Summe so viel, dass man bei dem Nachlassen der Dampfspannung wegen theilweiser Condensation und Undichtheit des Kolbens einen kleinen Zurückgang des Kolbens bemerken kann.

Während dieser oberen Pause setzt der Gleichgewichtskatarakt sein Spiel fort, und bewirkt endlich die Auslösung des Sperrhebels, durch welchen das Gleichgewichtsventil-Eröffnungsgewicht gehalten wird; dieses wird frei, das Gleichgewichtsventil öffnet sich, der Dampf tritt über (unter) den Kolben und bei den zweiventiligen Maschinen auch gleichzeitig in die Atmosphäre, das Gestänge bekömmt, wenn genug Dampf auf die andere Seite des Kolbens, oder beziehungsweise ausgetreten ist, die Ueberwucht und beginnt zu sinken, und zwar im allerersten Moment, wo die Dampfspannung unter (über) dem Kolben noch im Abnehmen begriffen ist, mit zunehmend beschleunigter, sehr bald aber mit abnehmend beschleunigter Geschwindigkeit, weil der Gesammtwiderstand mit der Geschwindigkeit wächst, es tritt bald Gleichgewichtszustand zwischen dem wirksamen Gestänggewicht und den sämmtlichen nützlichen und schädlichen Widerständen, also der Beharrungszustand ein, wobei das Gestänge in der Regel eine kleinere Geschwindigkeit besitzt, als im Beharrungszustand beim Aufgang; eine Geschwindigkeit von 0·3 bis höchstens 0·6 Meter (Linie C'). In der zweiten Hälfte des

Gestängniedergangs wird der Gleichgewichtskatarakt aufgezogen und für die künftige obere Pause vorbereitet, während der gesperrte Einlasskatarakt ausgelöst wird und sein Spiel beginnt, wenn nicht bei Mangel einer derlei Sperr- und Auslösungsvorrichtung das Spiel desselben bereits mit Anfang des Gestängniedergangs begonnen hat. Gegen Ende des Niedergangs wird durch eine Knake an der Steuerungsstange das Gleichgewichtsventil geschlossen, der Dampf unter (über) dem Kolben wird also comprimirt, jener über (unter) demselben expandirt. Die zweiventiligen Maschinen ohne Condensation saugen also über (unter) dem Kolben etwas Luft ein, womit eine kleine Abkühlung des Cylinders verknüpft ist, die durch Anbringung eines dritten (des eigentlichen Auslass-) Ventils vermieden wird.

Der Endlauf erfolgt wegen der rasch zunehmenden Dichte des Dampfpolsters unter (über) dem Kolben mit zunehmend verzögerter Geschwindigkeit, und das Gestänge bleibt endlich unter gleichzeitigem Zufallen der Pumpenventile auf dem Dampfpolster und dem Wasser in den Pumpensätzen ruhend stehn. Es beginnt die untere Pause, während welcher der Einlasskatarakt sein bereits eingeleitetes Spiel zu Ende führt, und schliesslich wieder die Eröffnung des Einlass- und Auslassventils veranlasst.

Man entnimmt hieraus, dass der Fall des Gestänges durch den schliesslich erzeugten Dampfpolster unter (über) dem Kolben aufgehalten wird, dass es also durchaus nothwendig ist, beim Gestängniedergang unter (über) dem Kolben wirklich Dampf und nicht Vacuum zu besitzen. Desshalb ist eben bei den Condensationsmaschinen nothwendig, dass sich, gewöhnlich am oberen (unteren) Gurgelrohr des Cylinders, ein Auslassventil, Condensatorventil genannt, befindet, das beim Gestängaufgang geöffnet ist, und den über (unter) dem Kolben befindlichen Dampf dem Condensator zuführt, während es beim Gestängniedergang geschlossen ist und keine Communication des Gleichgewichtsdampfes mit dem Condensator zulässt. Bei Maschinen ohne Condensation, wo die Dampfspannung nicht unter eine Atmosphäre sinken kann, ist daher das Auslassventil überflüssig, und haben solche Maschinen in der Regel nur die zwei unentbehrlichen Ventile gewöhnlich am unteren (oberen) Gurgelrohr des

Cylinders, nämlich das Einlassventil, und das Gleichgewichtsventil.

Noch ist zu bemerken, dass man die Geschwindigkeit beim Gestängaufgang durch die Stellung des Regulirungsventils und die Belastung des Contrebalanciers, die Geschwindigkeit beim Gestängniedergang durch Beschränkung des Hubes des Gleichgewichtsventils oder durch eineDrosselklappe imCommunicationsrohr regulirt.

Wir haben also bei der Maschine ohne Expansion sowohl beim Aufgang als beim Niedergang nur sehr kurze Perioden des Anlaufs und des Endlaufs, und eine lange Periode des Fortlaufs in gleichförmigem Beharrungszustand.

Wirkt jedoch die Maschine mit Expansion, so ist das Spiel ein wesentlich anderes. Es ist zwar das Spiel der drei Ventile und der zwei Katarakte ganz dasselbe, mit alleiniger Ausnahme des Umstandes, dass das Einlassventil nicht erst gleichzeitig mit dem Auslassventil, sondern schon nach einem aliquoten Theil des Kolbenlaufs beim Gestängaufgang geschlossen wird, und der weitere Aufgang mit Expansion erfolgt, und es unterscheidet sich daher die Expansionsmaschine im Aeusseren nur durch die Form des gewöhnlich doppelten Einlassventil-Schliessungshebels, der in geschlossener Lage des Einlassventils ein langes geradliniges vertical stehendes Stück darbieten muss, an dem die Schliessungsknake ungehindert fortgleiten kann, bis gegen Ende des Gestängaufgangs der Einlasskatarakt aufgezogen wird, weil, ehe das geschieht, der Sperrhebel der die Wiedereröffnung des Einlassventils verhindern muss, durch die noch immer in höchster Lage befindliche Kataraktstange des unaufgezogenen Einlasskataraktes am Einfallen gehindert wird, bis der Kolben dieses Kataraktes aufgezogen und die betreffende Kataraktstange gleichzeitig niedergezogen wird.

Desto grösser ist aber der Unterschied in den dynamischen Verhältnissen.

Da nämlich bei Maschinen von einerseits so riesiger Grösse, andrerseits in der Hauptsache von so höchst einfacher Anordnung und vollkommener Ausführung das Verhältniss der schädlichen zu den nützlichen Widerständen so ungemein gering werden kann, wie nie bei Kurbelmaschinen mit Schiebersteuerung,

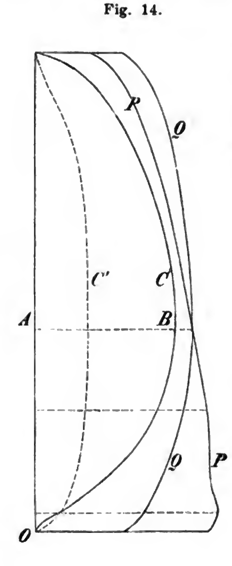
so bezeichnet auch nicht, wie bei jenen Maschinen, ein Füllungsgrad von $^1/_3$ bis $^1/_5$ die Grenze der zweckmässigen Expansion, sondern man kann wirklich mit Erfolg auf $^1/_8$ Füllung herabgehen, wiewohl diess eben nur in England geschieht.

Wenn wir aber auch nur $^1/_5$ Füllung annehmen wollen, so ist klar, dass, während des Gestängaufgangs, der anfängliche Ueberdruck in der Volldruckperiode die Summe der Widerstände weit übersteigen muss, weil sonst nicht bei 5facher Expansion der mittlere Ueberdruck dem mittleren Widerstand gleich sein könnte. Das Gestänge würde also durch den ungeheuren Kraftüberschuss in der Volldruckperiode mit grosser Vehemenz hinaufgeschleudert werden, wenn man nicht durch riesige an den beiden Enden des sehr verstärkten Contrebanlanciers angebrachte gleich grosse, also sich statisch aufhebende, schwingende Massen eine Ermässigung dieser Geschwindigkeit erzielen würde. Auf der Gestängsseite wird diese Regulirungsmasse mit dem wirksamen Gestänggewicht vereinigt, und dieses 2 bis 3 mal so gross gemacht, als es ohne Expansion nöthig gewesen wäre; auf der anderen Seite des Contrebalanciers bewirkt ein mehrere Kubikmeter grosser mit Steinen angefüllter Kasten die Contrebalancierung der absichtlich in das Gestänge gelegten ungeheuren Ueberwucht, so dass sich statisch nichts geändert hat, während dynamisch der Unterschied gerade so gross ist, als wenn man eine Kurbelmaschine einmal mit einem 6 Meter hohen Schwungrad von 50 Centner, das andere Mal mit einem eben so grossen Rad von 400 Centner Gewicht bei gleichem Nutzwiderstand und gleicher Umdrehungszahl laufen lässt. Die mittlere Dampfspannung wird in beiden Fällen dieselbe sein, aber die Geschwindigkeit im Kurbelkreis das erste Mal sehr stark, das andere Mal sehr wenig variiren. Diese absichtlich in die Maschine hineingelegte statisch ausgeglichene Masse bewirkt also, dass trotz des grossen Kraftüberschusses in der Volldruckperiode sich das Gestänge doch nur mit mässiger Beschleunigung und nahezu gleichförmig beschleunigter Bewegung erhebt, bis zum Abschluss des Einlassventils und dem Beginn der Expansion. Von jetzt an wird der Kraftüberschuss beständig kleiner, also die Bewegung nicht mehr nahe gleichförmig beschleunigt, sondern abnehmend

beschleunigt, bis der Kraftüberschuss Null geworden ist, wobei die Geschwindigkeit des Gestänges ihr Maximum erreicht hat. Dieses Maximum der Geschwindigkeit beim Gestängaufgang darf bis gegen 2 Meter betragen, weil es doch nur ganz allmälig hervorgerufen wird, also den Pumpen noch nicht gefährlich wird, wenn mit den Ventil- und Röhrenquerschnitten nicht gegeizt wurde. Nun aber wird bei zunehmender Expansion der wirksame Dampfüberdruck immer kleiner und kleiner, sinkt also immer mehr unter den vorhandenen Gesammtwiderstand, die Bewegung wird also eine verzögerte, und zwar bis zum Ende des Aufgangs eine beständig zunehmend verzögerte, während welcher die ungeheure bewegte Masse allmälig ihre lebendige Kraft abgibt, bis sie zur Ruhe gelangt. Es schliesst sich also beim Gestängaufgang unmittelbar an den „Anlauf“ der Maschine der „Endlauf“ an, und es tritt gar kein Beharrungszustand mit gleichförmiger Bewegung ein. Erfolgt nun der Niedergang, so wird sich bei gleicher oder auch etwas grösserer wirksamer Ueberwucht des Gestänges über die Widerstände der Anlauf viel weiter erstrecken, als bei der Maschine ohne Expansion, es wird dann zwar ein Beharrungszustand eintreten, den man aber bald durch ein zeitliches Schliessen des Gleichgewichtsventils unterbrechen muss, damit die Masse bei ihrem weiteren Sinken genug Zeit hat, ihre lebendige Kraft durch Compression des unter (über) dem Kolben befindlichen Dampfes abzusetzen. Je grösser die Expansion, also je grösser die vorhandenen Massen sind, je grösser also die lebendige Kraft derselben beim Niedergang ist, die durch Compression aufgezehrt werden muss, desto grösser muss das der Compression unterworfene Dampfquantum, mithin der sogenannte schädliche Raum sein, der sich schon von selbst in der erforderlichen Grösse einstellt, und bei Maschinen von 5facher Expansion etwa mit 0·1 des Kolbenwegs bemessen werden kann, der aber dann auch schon mit Dampf erfüllt ist, dessen Spannung wenig geringer ist, als die des Volldrucks, bei welchem wieder die Erhebung des Gestänges beginnt.

Die dynamischen Verhältnisse beim Gestängaufgang einer einfachwirkenden Expansionsmaschine sind in Fig. 14 graphisch

Fig. 14.



ersichtlich gemacht, in welcher wieder durch die Linie C die Geschwindigkeit, durch Q die Widerstandssumme, durch P der Ueberdruck auf die Kolbenfläche und durch C' die Geschwindigkeit beim Niedergang dargestellt ist.

Nach diesen, natürlich nicht neuen, und besonders in Redtenbacher's Vorlesungen in ihrer Wesenheit dargestellten Principien, hat die Theorie bei den Maschinen ohne Expansion nur die Aufgabe Kolbenfläche und Dampfverbrauch für den gewünschten Beharrungszustand zu bestimmen; bei den Maschinen mit Expansion hat sie aber auch noch die Grösse der hinzuzufügenden Massen so zu bestimmen, dass das Maximum der Geschwindigkeit beim Gestängaufgang einen festgesetzten Werth nicht übersteige.

§. 41.

Die gegebenen Daten.

Als gegeben wird die vollständige Ausmittlung der zu bethätigenden Pumpen angesehen, also sowohl die Querschnitte der einzelnen Pumpenkolben, wie auch die Saug- und Druckhöhen und die Construction der einzelnen Sätze. Bei Schachtpumpen sind die oberen Sätze fast ausnahmslos hohe Drucksätze von 60 bis 100 Meter, ausnahmsweise auch 150 Meter Satzhöhe, welche beim Gestängaufgang auf eine ganz geringe, zuweilen sogar negative Höhe saugen, und beim Gestängniedergang das angesaugte Wasser um den Rest der Satzhöhe hinaufdrücken. Nur der unterste Satz ist gewöhnlich ein einaxiger Hubsatz von 30 bis 40 Meter Höhe, der beim Gestängaufgang

saugt und hebt, beim Niedergang aber nur so viel Wasser hinaufdrückt, als das Volumen des, sich in das Wasser der Aufsatzröhren eintauchenden Pumpengestänges verdrängt. Ein solcher Satz hat als unterster vor einem Drucksatz den Vorzug, dass man, wenn auch durch plötzlichen Wasserandrang der ganze Cylinder sammt dem darüber befindlichen Kolbenwechselkasten ersäuft ist, doch den Kolben durch die etwas weitere Aufsatzröhrentour herausbringen, neu liedern und wieder einbringen kann, während an einem ersäuften Drucksatz keine Liederung möglich ist.

Bei den Wasserversorgungsmaschinen sind die Pumpen über Tag und drücken das Wasser beim Gestängniedergang entweder in ein hoch gelegenes Bassin oder in einen Windkessel, in welchem durch eine kleine Luftcompressionspumpe die Spannung immer auf gegebener Höhe erhalten wird; es ist also der Nutzwiderstand auch gegeben. Das Gestänge ist hierbei durch ein auf den Pumpenplunger aufgesetztes cylindrisches Gefäss vertreten, in welches die das Gestänggewicht ersetzenden Gewichte gelegt werden. Gewöhnlich sind derlei Maschinen mit Balancier angeordnet und hängen auf der einen Seite des Balanciers zwei Pumpenplunger mit Belastungsgewichten, in welchem Falle man Querschnitt und Belastungsgewicht der inneren Pumpen auf den äusseren Hebelsarm reducirt, und zu dem Querschnitt und Belastungsgewicht der äusseren Pumpe addirt denke, so dass in der Rechnung nur eine Pumpe mit einem Gestänggewicht erscheint.

Auf den 5 bis 10% (bei mangelhafter Liederung wohl auch 15%) betragenden Wasserverlust der Pumpen, musste schon bei Berechnung der Pumpenquerschnitte Rücksicht genommen worden sein. Es sei also für eine Wasserhaltungsmaschine

A_0 der Kolbenquerschnit der untersten oder Hubpumpe,

a_0 der Querschnitt ihres Pumpengestänges, vorausgesetzt dass dasselbe bis nahe zu dem Kolben hin gleichen Querschnitt besitze,

H_0 ihre ganze Satzhöhe,

h_0 ihre Saughöhe, gemessen bis zum mittleren Kolbenstand,

A_1 der Plungerquerschnitt der über der Hubpumpe befindlichen untersten Druckpumpe,

H_1 ihre ganze Satzhöhe,

h_1 ihre Saughöhe, gemessen vom mittleren Wasserstand im Saugkasten bis zum mittleren Kolbenstand, ebenso

$A_2\, H_2\, h_2$, $A_3\, H_3\, h_3$, ... die analogen Grössen für die oberen Druckpumpen, sämmtlich in Metermass,

γ $= 1000$ Kil. das specifische Gewicht des Wassers,

W_a der gesammte nützliche Widerstand der Pumpen beim Gestängaufgang,

W_n der gesammte nützliche Widerstand beim Gestängniedergang,

s der Kolbenweg der Pumpen,

s_1 der Kolbenweg des Maschinenkolbens bei Beginn der Expansion, also $\frac{s_1}{s}$ der Füllungsgrad, wenn die Maschine direct wirkend ist,

n die Anzahl Spiele pr. Minute, wenn ohne Pausen (d. h. mit möglichst kleinen Pausen), also mit voller Leistung gearbeitet wird,

N die Stärke der Maschine in Pferdekräften bei voller Leistung, so hat man gegeben:

$$W_a = A_0\, h_0\, \gamma + (A_0 - a_0)(H_0 - h_0)\, \gamma + A_1\, h_1\, \gamma + A_2\, h_2\, \gamma + \quad \ldots \quad (157)$$

$$W_n = a_0 (H_0 - h_0)\, \gamma + A_1 (H_1 - h_1)\, \gamma + + A_2 (H_2 - h_2)\, \gamma + \quad \ldots \quad (158)$$

$$W_a + W_n = A_0\, H_0\, \gamma + A_1\, H_1\, \gamma + A_2\, H_2\, \gamma \ldots = = \Sigma (A\, H\, \gamma) = 1000\, \Sigma (A\, H) \quad \ldots \quad (159)$$

Der Effect pr. Secunde ist

$$E = \frac{n}{60} (W_a\, s + W_n\, s)$$

also die Stärke

$$N = \frac{E}{75} = \frac{n\, s}{4500} (W_a + W_n) = \frac{2}{9}\, n\, s\, \Sigma (A\, H) \quad (160)$$

Der hier in Rechnung gezogene Effect E ist nun freilich weder die wahre Nutzleistung, noch die reine Leistung der Dampfmaschine, erstere ist kleiner, wegen der Wasserverluste in den Pumpen und wegen der Steighöhenverluste, die sich zwischen Ausgussniveau der einen Pumpe und Saugniveau der nächst höheren Pumpe ergeben; letztere, die reine Leistung der

Dampfmaschine, ist grösser als E, weil der Effectsverlust beim Durchdrängen des Wassers durch die Pumpenventile, die Reibung sämmtlicher Pumpenkolben, endlich die Reibung des Gestänges in seinen Führungen noch zu E hinzugeschlagen werden müsste, um die wahre Nutzleistung der Dampfmaschine als solche zu erhalten. Da sich aber diese Widerstände nicht wohl getrennt von den Maschinenwiderständen ermitteln lassen, und das am Ende auch eine ziemlich werthlose Arbeit wäre, weil es für das praktische Bedürfniss genügt, zu wissen wie gross die Summe der Widerstände für Maschine und Pumpen zusammen genommen geschätzt werden muss, so ist es am zweckmässigsten dem Beispiel Pambour's zu folgen, und die Stärke der Maschine einfach so zu berechnen, wie es oben geschehen ist.

Bei der Wahl von s und n hat man immer Rücksicht darauf zu nehmen, dass die mittlere Kolbengeschwindigkeit, besonders beim Niedergang des Gestänges, wo die grosse Wassermasse in den Steigröhren in Bewegung ist, nicht zu gross ausfalle. Will man z. B. für den Gestängniedergang $c_n = 0{\cdot}5^m$, für den Gestängaufgang $c_a = 0{\cdot}7^m$ als mittlere Kolbengeschwindigkeit bei grösster Leistung gelten lassen, was schon voraussetzt, dass die Pumpenventil- und Röhren-Querschnitte reichlich bemessen wurden, so ist die mittlere Geschwindigkeit für Auf- und Niedergang: $c = 0{\cdot}6^m$, und es folgt aus

$$2\,s\,n = 60\,c$$

$s\,n = 30\,c = 18$, folglich $n = 6$, wenn $s = 3$ Meter gewählt wird. Ueber die Geschwindigkeit, Hubhöhe und Spielzahl musste aber schon vor Ermittlung der Pumpenkolbenquerschnitte ein endgültiger Entschluss gefasst werden; diese Grössen sind also jedenfalls bei Bestimmung der Maschine als gegeben zu betrachten.

§. 42.

Theorie der Maschinen ohne Expansion.

Es sei nun, gleichgültig ob die Maschine ohne oder mit Condensation arbeite, wenn nur nicht expandirt wird:

O die wirksame Kolbenfläche der Maschine in Quadratmetern, wenn dieselbe direct wirkend ist, oder gleicharmigen Balan-

cier hat; ist aber der Balancier auf der Maschinenseite (z. B. im Verhältniss $^5/_4$) länger als auf der Gestängseite, so sei

O' ($= {^4/_5}\, O$) der wirkliche wirksame Kolbenquerschnitt, also O die auf den Angriffspunkt des Gestänges reducirte Kolfläche,

$\mathfrak{A}$ $= 10334$ Kil. der Druck einer Atmosphäre pr. Quadr.-Meter,

p die wirkliche, wenig schwankende absolute Cylinderspannung in Atmosphären beim Gestängaufgang,

σ das der Spannung p entsprechende specifische Gewicht des Dampfes (Gewicht in Kil. pr. 1 Kub.-Meter),

p' die hierbei bestehende absolute Vorderdampfspannung, im Mittel während des ganzen Gestänghubes,

q $= p'$ oder $q = p' - 1$ je nachdem die Maschine mit oder ohne Condensation arbeitet, folglich in beiden Fällen jene Spannung, welche beim Ausfluss des Vorderdampfes durch Widerstände consumirt wird.

w_a die in Atmosphären ausgedrückte Spannung, welche dem nützlichen Pumpenwiderstand beim Gestängaufgang entspricht,

w_n jene Spannung, welche dem nützlichen Pumpenwiderstand beim Gestängniedergang entspricht,

G $+ G_1$ das wirkliche Gewicht des Schachtgestänges sammt allen daran hängenden Kolben, in Kilogrammen,

G_1 das durch den Contrebalancier aufgehobene Gewicht des Schachtgestänges, also

G das wirksame Gestänggewicht,

k die dem wirksamen Gestänggewicht G entsprechende Spannung,

r_a die Spannung, zur Ueberwindung der sämmtlichen Reibungs- und hydraulischen Widerstände an der Maschine und den Pumpen beim Gestängaufgang, einschliesslich des ganzen Widerstands der beim Gestängaufgang bewegten Hilfspumpen (Luft- und Kaltwasserpumpe),

r_n die Spannung zur Ueberwindung der sämmtlichen Reibungswiderstände etc. beim Gestängniedergang, wesentlich auch mit herrührend von dem Reibungswiderstand des gewältigten Wassers in den Druckröhren,

u der Ueberdruck des unter (über) dem Kolben befindlichen

Dampfes über den Dampf, welcher sich beim Niedergang des Gestänges über (unter) dem Kolben befindet,

S der Dampfverbrauch in Kil. pr. Secunde,

F die Kesselheizfläche in Quadratmetern,

$\mathfrak{S}$ der Steinkohlenverbrauch in Kil. pr. Stunde,

so ist:

Der nützliche Widerstand beim Gestängaufgang:

$$W_a = \mathfrak{A}\, O\, w_a \quad . \; . \; . \quad (161)$$

jener beim Gestängniedergang:

$$W_n = \mathfrak{A}\, O\, w_n \quad . \; . \; . \quad (162)$$

also $W_a + W_n = \mathfrak{A}\, O\, (w_a + w_n)$, mithin wegen (159) die wirksame Kolbenfläche:

$$O = \frac{1000\, \Sigma (A\, H)}{\mathfrak{A}\, (w_a + w_n)}$$

$$O = 0{\cdot}0968\, \frac{\Sigma (A\, H)}{w_a + w_n} \quad . \; . \; . \quad (163)$$

Das wirksame Gestänggewicht:

$$G = \mathfrak{A}\, O\, k \quad . \; . \; . \quad (164)$$

Der wirksame Ueberdruck beim Gestängaufgang:

$$p - p' = k + w_a + r_a \quad . \; . \; . \quad (165)$$

und die dem wirksamen Gestänggewicht entsprechende Spannung beim Gestängniedergang:

$$k = w_n + r_n + u \quad . \; . \; . \quad (166)$$

Wird dieser Werth von k in (165) substituirt, so folgt auch

$$p = p' + w_n + r_n + u + w_a + r_a$$

folglich für Condensationsmaschinen:

$$p = w_a + w_n + r_a + r_n + q + u \quad . \; . \quad (167)$$

und für Maschinen ohne Condensation:

$$p - 1 = w_a + w_n + r_a + r_n + q + u \quad (168)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass der wirksame Dampfdruck p, respective der Ueberdruck $p - 1$ beim Gestängaufgang, gleich sei der Summe sämmtlicher nützlicher und schädlicher Widerstände beim Auf- und Niedergang zusammen genommen. Wir können die Summe der schädlichen Widerstände als einen aliquoten Theil der nützlichen Widerstände ansehen und setzen

$$r_a + r_n + q + u = \lambda\, (w_a + w_n) \quad . \; . \quad (169)$$

worin λ einen echten Bruch bezeichnet.

Es wäre wohl vielleicht passender

$$r_a + r_n + q + u = \alpha + \beta (w_a + w_n)$$

zu setzen, doch müssten wir, um zwei Coëfficienten α und β zu beurtheilen, viel mehr gute Beobachtungsdaten besitzen, wesshalb wir uns vorläufig mit obiger Annahme begnügen.

Wird (169) in (167) und (168) eingeführt, so erhält man

$$\left. \begin{array}{l} p \\ p - 1 \end{array} \right\} = (1 + \lambda) (w_a + w_n)$$

und folglich nach (163) für Condensationsmaschinen

$$O = 0{\cdot}0968 \left(\frac{1 + \lambda}{p} \right) \Sigma (A H) \quad . \; . \quad (170)$$

und für Maschinen ohne Condensation

$$O = 0{\cdot}0968 \left(\frac{1 + \lambda}{p - 1} \right) \Sigma (A H) \quad . \; . \; . \quad (171)$$

Ist also die gestattete Kesselspannung gegeben, wird wegen stossweisen Verbrauch des Dampfes zur Vermeidung zu grosser Schwankungen in der Kesselspannung die absolute Cylinderspannung p nur mit $^2/_3$ bis höchstens $^3/_4$ der absoluten Kesselspannung angenommen, und der Coëfficient λ geschätzt, so ergibt sich aus (170) oder (171) sofort der Kolbenquerschnitt O.

Mit der einmaligen Berechnung desselben darf man sich aber nicht begnügen, sondern man rechnet nun mit dem gefundenen Werth von O aus (161), (162) und (164) die Werthe von w_a w_n und k aus, und sucht aus (165)

$$p' + r_a = p - k - w_a \quad . \; . \; . \quad (172)$$

und aus (166)

$$r_n + u = k - w_n \quad . \; . \; . \quad (173)$$

und beurtheilt nun, ob die so erhaltenen Werthe von

$$p' + r_a = q + r_a \text{ oder } = q + 1 + r_a$$

und von $r_n + u$ wohl gerade ausreichend, nicht zu gross und nicht zu klein, geschätzt sein dürften. Glaubt man $q + r_a$, $r_n + u$ anders schätzen zu müssen, so wird man sehen, ob dem λ in Gleichung (169) ein grösserer oder kleinerer Werth beizulegen sei, und wird mit diesem die Berechnung von O, w_a, w_n, $q + r_a$ und $r_n + u$ nochmacls vornehmen, bis man glaubt befriedigt zu sein.

Der Dampfverbrauch bei einem Hin- und Hergang ist theoretisch

$$S' = O\, s_1\, \sigma \text{ Kil.}$$

wenn s_1 (nahe $= s$) der Kolbenweg ist, nach welchem der Dampfzutritt abgesperrt wird. Der schädliche Raum ist keinenfalls ganz in Rechnung zu ziehen, weil er beim Fall des Gestänges jedenfalls mit comprimirtem Dampf erfüllt wurde, dessen Spannung wenig kleiner ist als p; wenn wir also die Dampfmenge, die der schädliche Raum noch aufnimmt, ehe der Gestängaufgang beginnt, mit 3% und das mitgerissene Wasser mit 5% veranschlagen, so erhalten wir

$$S' = 1{\cdot}08\, O\, s_1\, \sigma$$

Den Dampfverlust durch Undichtheit des Kolbens haben wir bei den doppeltwirkenden Maschinen durch Beifügung eines Factors

$$\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right) = \left(1 + \frac{0{\cdot}15}{D}\right)$$

berücksichtigt. Bei den einfachwirkenden Dampfmaschinen hat der Dampf zwar nur in der halben Zeit ihres Betriebs, nämlich in der unteren Pause und beim Gestängaufgang, Gelegenheit zu entweichen, allein da die mittlere Geschwindigkeit mit Einrechnung der Pausen nur etwa 0·2 Meter statt 1·6 Meter ist, so ist dennoch ein und demselben Dampfquantum eine viel längere Zeit zum Entweichen geboten, als bei den doppeltwirkenden Dampfmaschinen. Der Coëfficient ζ wird also grösser sein.

Nach einer Angabe im Civilingenieur V. Band, S. 208 beträgt der Zuschlag $\frac{\zeta}{D}$ ungefähr $\frac{1{\cdot}26}{5{\cdot}26} = 0{\cdot}24$ wenn $D = 1{\cdot}5$ ist. Hieraus folgt

$$\zeta = 0{\cdot}36 \qquad \ldots \quad (174)$$

Erfolgt jedoch der Gestängaufgang, wie das oft der Fall ist, mit einer mittleren Geschwindigkeit von 1 Meter, und wird die Pause, in welcher das Gestänge in der unteren Lage ist, auf ein Minimum beschränkt, so kann der Dampfverlust wohl auch nicht grösser sein als bei den doppeltwirkenden Maschinen, mithin wird dann

$$\zeta = 0{\cdot}15 \qquad \ldots \quad (175)$$

zu setzen sein. Wir erhalten demnach den Speisewasserverbrauch pr. Spiel allgemein:

$$S' = 1{\cdot}08\ O\ s_1 \left(1 + \frac{\zeta}{D}\right) \sigma \qquad . . . (176)$$

und folglich den Verbrauch pr. Secunde

$$S = 0{\cdot}018\ n\ O\ s_1 \left(1 + \frac{\zeta}{D}\right) \sigma \qquad . . . (177)$$

Hiermit folgt nach (125) die Kesselheizfläche der einfachen cylindrischen, warm gespeisten Kessel

$$F = 110\ S \qquad . . . (178)$$

und wenn F auf z Kessel vertheilt wird, so folgt für jeden derselben

$$1{\cdot}8\ D\ L = \frac{F}{z} \qquad . . . (179)$$

endlich nach (126) der Verbrauch an mittlerer Steinkohle pr. Stunde

$$\mathfrak{S} = 520\ S \qquad . . . (180)$$

§. 43.

Erfahrungen über Maschinen ohne Expansion.

Es handelt sich jetzt nur um Anhaltepunkte für die nothwendigen Schätzungen, insbesondere von λ.

I. Sehr hübsche Angaben wurden von Soulary und Desbief über die direct wirkende Maschine am St. Antoine-Schacht im Loirebecken mitgetheilt.*)

Die Maschine arbeitet ohne Condensation und ohne erhebliche Expansion, mit 3 Atmosphären Ueberdruck im Kessel, der äussersten Falls auf $2^1/_8$ Atmosphären herabgedrückt werden kann. Sie besitzt, ausser 2 Regulirungsventilen für Ein- und Austritt, drei Ventile. Ein- und Auslassventil werden nach 0·9 des Kolbenwegs geschlossen; es bildet sich also beim Gestängaufgang ein Dampfpolster über dem Kolben. Würde das Auslassventil beständig offen erhalten, so könnte auch mit grösserer Expansion gearbeitet werden, da das Gestänge so viel Ueberwucht besitzt, dass am Contrebalancier ein Gegengewicht $G_1 =$ 13000 Kilogramm angebracht sein muss. (Vergl. §. 46. Schluss.)

*) Civilingenieur V. Band, 6. und 7. Heft, S. 204.

Der Dampfkolben hat 1·5 Meter Durchmesser, also ist $\frac{D^2\pi}{4} =$ 1·767. Hiervon $^2/_3$ % abgezogen auf den Querschnitt der Kolbenstange, bleibt die wirksame Kolbenfläche $O = 1{\cdot}755$ □ Meter, mithin $\mathfrak{A}\ O = 18137$ Kilogramm. Der Hub ist $s = 2{\cdot}7$ bis 2·8 Meter. Sie bethätigt eine Hubpumpe von 0·4 Meter Durchmesser und 50 Meter Satzhöhe, und 2 Druckpumpen von 0·31 Meter Plungerdurchmesser und zusammen 100 Meter Satzhöhe. Demnach ist $A_0 = 0{\cdot}1257$, $H_0 = 50$, $A_1 = 0{\cdot}0755$, $H_1 = 100^m$. Die Werthe von a_0 h_0 h_1 sind nicht angegeben und in der mitgetheilten Rechnung als = Null behandelt; wir können diese Annahme insofern beibehalten, als unter Voraussetzung eines eisernen Pumpengestänges von etwa 6^{cm} Durchmesser und unter Voraussetzung, dass h_0 und h_1 kleiner als 2 Meter ist, die Gleichungen (157) und (158) sich in diesem speciellen Fall wirklich ungefähr auf

$$W_a \doteq A_0\ H_0\ \mathfrak{S},\quad W_n = A_1\ H_1\ \mathfrak{S}$$

reduciren.
Demnach ist

$$W_a = 6285^k,\quad w_a = \frac{W_a}{\mathfrak{A}\ O} = 0{\cdot}3465 \text{ Atm.}$$

$$W_n = 7550^k,\quad w_n = \frac{W_n}{\mathfrak{A}\ O} = 0{\cdot}4163 \quad \text{„}$$

$$w_a + w_n = 0{\cdot}7628 \text{ Atm.}$$

Der Indicator verzeichnete den Ueberdruck über eine Atmosphäre, und es ergab sich die Fläche des von demselben verzeichneten Diagramms beim Versuch Nr. 1, wo der Kolbenschub $s = 2{\cdot}7^m$ war, mit

$$(p - 1)\ s = 2{\cdot}55 \text{ folglich } p - 1 = 0{\cdot}9444$$

und beim Versuch Nr. 2, wo $s = 2{\cdot}66$ war, mit

$$(p - 1)\ s = 2{\cdot}36, \text{ folglich } p - 1 = 0{\cdot}8872$$

Bei Nr. 1 war die absolute Kesselspannung

$$P = 3 + 1 = 4 \text{ Atm., mithin}$$

$$p = 1{\cdot}9444 = 0{\cdot}486\ P,$$

bei Nr. 2 war $P = 2{\cdot}125 + 1 = 3{\cdot}125$ also $p = 1{\cdot}8872 = 0{\cdot}604\ P$.

Höher hinauf konnte diese Verhältnisszahl $\frac{p}{P}$ bei Anwendung eines einzigen Kessels, dessen Dampfraum knapp 2 Cylin-

derfüllungen betrug, nicht gebracht werden. Hingegen konnte allem Anschein nach P viel niedriger, also $\frac{p}{P}$ näher an Eins gehalten werden, nachdem man drei solche Kessel statt eines einzigen arbeiten liess; doch fehlt die diessbezügliche Angabe. Vergleicht man die gefundenen Werthe von $(p - 1)$ und von $(w_a + w_n)$, so ergibt sich aus der Differenz derselben zufolge Gleichung (168) die Summe der passiven (schädlichen) Widerstände $r_a + r_n + q + u$ bei Nr. $1 = 0{\cdot}1816$ und bei Nr. $2 = 0{\cdot}1244$, also entsprechend der kleineren Geschwindigkeit (die jedoch nicht näher bezeichnet ist) kleiner.

Beim 3. Versuch überzeugte man sich, dass bei ganz geöffnetem Gleichgewichtsventil der Werth des Ueberdrucks u des Unterdampfes über den Oberdampf vom Indicator nicht mehr sichtlich angezeigt wird, also u nicht viel mehr als 0·01 Atm. betragen kann.

Beim 4. Versuch wurde die Reibung des Maschinenkolbens durch besseres Anziehen der Liederung vermehrt, in Folge dessen man das Gegengewicht um 1250 Kil. erleichtern, also den Werth von k um $\frac{1250}{\mathfrak{A}\,O} = 0{\cdot}0689$ Atmosphären vermehren musste. Zufolge Gleichung (173) war also $r_n = k + u - w_n$ um 0·0689 grösser geworden, also auch r_a um den gleichen Betrag, folglich nach (168)

$$p - 1 = w_a + w_n + r_a + r_n + q + u$$

um den doppelten Betrag $= 0{\cdot}01378$, was auch das Diagramm (verglichen mit Diagramm Nr. 1) bestätigte. Bei diesem Versuch war also

$$r_a + r_n + q + u = 0{\cdot}1816 + 0{\cdot}1378 = 0{\cdot}3194$$

und $p - 1 = 1{\cdot}0822$. Doch verminderte sich die Reibung nach 2 Monaten wieder bis nahe auf den anfänglichen Betrag. Bei einem 5. Versuch ergab sich bei $s = 2{\cdot}8^m$

$$p - 1 = 0{\cdot}9286, \quad r_a + r_n + q + u = 0{\cdot}1658$$

Vergleicht man diese Werthe der Summe der passiven Widerstände mit dem nützlichen Widerstand $(w_a + w_n) = 0{\cdot}7628$ so ergibt sich nach (169)

$$\lambda = \frac{r_a + r_n + q + u}{w_a + w_n}$$ bei Nr. 1 = 0·238

bei Nr. 2 = 0·163

bei Nr. 4 = 0·419

bei Nr. 5 = 0·217

Nr. 2 entspricht der kleinsten Geschwindigkeit, Nr. 4 besonders grosser Kolbenreibung, Nr. 1 und 5 dem normalen Zustand.

Bleiben wir beim Versuch Nr. 5 stehen, und suchen wir die einzelnen Bestandtheile zu bestimmen, aus denen $\lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}1658$ zusammengesetzt ist. Zufolge Versuch Nr. 3 können wir $u = 0{\cdot}015$ und, da bei dem Gestängaufgang der austretende Dampf ein Auslassventil und ein Regulirungsventil zu passiren hat, $q = 0{\cdot}030$ setzen, unter der Voraussetzung, dass diese Ventile ganz geöffnet waren, also kein absichtlicher Widerstand hervorgerufen wurde. Demnach verbleibt:

$$r_a + r_n = \lambda\,(w_a + w_n) - (q + u)$$
$$= 0{\cdot}1658 - 0{\cdot}045 = 0{\cdot}1208$$

Es beträgt also $(r_a + r_n)$ nicht mehr als 15·8 % von $(w_a + w_n)$.

Der Widerstand beim Niedergang darf wegen der hydraulischen Widerstände in den Steigröhren der Pumpen um nahe 0·02 Atmosphären höher geschätzt werden, als jener beim Aufgang; das beweist der Umstand, dass man den mit normaler Geschwindigkeit erfolgenden Niedergang ganz aufhalten kann, wenn man das Gegengewicht um 350 Kilo = 0·219 $\mathfrak{A}\,O$ vermehrt, wo dann das Gestänge wohl noch die Reibungen, aber nicht mehr die hydraulischen Widerstände gewältigen kann.

Schätzen wir also $r_n = 0{\cdot}0700$

$r_a = 0{\cdot}0508$

mithin wie oben $r_a + r_n = 0{\cdot}1208$,

so ergibt sich aus (166)

$$k = w_n + r_n + u = 0{\cdot}5013$$

oder auch aus (165)

$$k = p - p' - w_a - r_a = p - 1 - q - w_a - r_a = 0{\cdot}5013$$

folglich das wirksame Gestänggewicht

$$G = \mathfrak{A}\,O\,k = 9092 \text{ Kilo.}$$

Da beim Versuch Nr. 5 das Gegengewicht am Contrebalan-

cier $G_1 = 13000$ Kilo betrug, so berechnet sich das ganze wirkliche Gestänggewicht auf $G + G_1 = 22092$ Kilo. Die Herrn Verfasser finden ungefähr dasselbe.

Rechnen wir beim 4. Versuch q und u so gross wie beim 5., und r_a und r_n um gleichen Betrag grösser als bei Nr. 5, so ergibt sich folgende Zusammenstellung der Resultate.

	Nr. 5.	Nr. 4.
q	0·0300	0.0300
u	0·0150	0·0150
r_a	0·0508	0·1276
r_n	0·0700	0·1468
$q + r_a$	0·0808 }	0·1576 }
$k + w_a$	0·8478 }	0·9246 }
$p - 1$	0·9286	1·0822
$u + r_n$	0·0850 }	0·1618 }
w_n	0·4163 }	0·4163 }
k	0·5013	0·5781

Bei ganz geöffnetem Gleichgewichtsventil rühren daher die schädlichen Widersände $r_n + u$ beim Gestängniedergang weniger von den hydraulischen Hindernissen, als von den Kolbenreibungen, und betragen je nach Beschaffenheit der Liederungen 20 bis 40% der Nutzlast w_n. Damit stimmt auch eine Beobachtung des Herrn Kunstmeisters Rudolf Sauer in Mährisch Ostrau überein, zufolge welcher bei einer 80pferdekräftigen Maschine ohne Condensation, ohne Expansion, und ohne Contrebalancier das möglichst leicht gehaltene Gestänge zu Anfang des Betriebs so weit beschwert werden musste, dass $G = {}^4/_3\ W_n$ ($k = {}^4/_3\ w_n$) war, und erst später die zugefügten Belastungsgewichte theilweise entfernt werden konnten, und dass man bei jenem Gestänggewicht $G = {}^4/_3\ W_n$ nur allein durch Anziehen der Stopfbüchsenschrauben an den mit Zopfliederung versehenen Plungerpumpen, die Maschine schon einzustellen vermochte. Es wurde dann eben $r_n + u$ grösser als ${}^1/_3\ w_n$, so wie bei obigem Versuch Nr. 4.

Bei Versuch Nr. 5 beträgt der statisch berechnete Wirkungsgrad beim Anhub des Gestänges $\frac{k + w_a}{p - 1} = 91\%$,

jener beim Niedergang $\frac{w_n}{k} = 83\,\%$, und er sinkt bei Versuch Nr. 4 beim Anhub auf 85%, beim Niedergang auf 72%. (Bei der Joachimsthaler Wassersäulen - Wasserhaltungsmaschine habe ich auf Grundlage directer Messungen der Gewichte diesen statisch berechneten Wirkungsgrad beim Gestängaufgang = 90%, und beim Gestängniedergang = 86% gefunden.)

Es wurde noch ein 6. Versuch mit abgekuppelten Sätzen gemacht, wobei also die Nutzwirkungen w_a, w_n, die Pumpenkolbenreibung und die hydraulischen Widerstände der Pumpen hinwegfallen. Der Gestängniedergang wurde hierbei durch Beschränkung des Hubes des Gleichgewichtsventils auf seine normale Geschwindigkeit gebracht. Es ergab sich bei 2·8 Meter Kolbenhub die Diagrammsfläche für den Aufgang = 1·36, für den Niedergang = 1·06, also

$$p - 1 = \frac{1{\cdot}36}{2{\cdot}8} = 0{\cdot}4847 \text{ Atm.}$$

$$\text{und } u = \frac{1{\cdot}06}{2{\cdot}8} = 0{\cdot}3786 \quad \text{,,}$$

Nimmt man q wie früher = 0·03 an, so bleibt wegen $w_a = w_n = 0$:

$$r_a + r_n = p - 1 - u - q = 0{\cdot}0771$$

und wenn $r_a = r_n$ ist, $r_n = 0{\cdot}0336$ also $k = r_n + u = 0{\cdot}4122$ mithin um 0·0891 kleiner als bei Nr. 5, wonach das Gewicht der abgekuppelten Gestängtheile $0{\cdot}0891\ \mathfrak{A}\ O = 1615$ Kilo betragen müsste. Leider fehlt die betreffende Angabe.

Berechnen wir nun die Speisewassermenge nach Formel (176). Wegen

$O = 1{\cdot}755$, $s_1 = 0{\cdot}9$ $s = 2{\cdot}48$,

$D = 1{\cdot}5$ und nach (174) $\zeta = 0{\cdot}36$ folgt $S' = 5{\cdot}83\ \sigma$.

Hiermit folgt für Versuch:

Nr.	p	σ	S' berechnet	S' beobachtet
1	1·95	1·09	6·35	12
2	1·89	1·06	6.18	8·5
3	2·08	1·16	6·76	7·7
4	2·08	1·16	6·76	7·1

Die wirklich verbrauchten Wassermengen waren so ungemein viel grösser, weil 1. bei den 3 ersten Versuchen nur ein einziger Kessel arbeitete, und folglich der Dampfraum desselben viel zu klein war, wodurch beim ersten Versuch 3·74 Kil., beim 2. und 3. 0·24 Kil. pr. Spiel als tropfbar flüssiges Wasser mitgerissen wurde, weil 2. bei den ersten beiden Versuchen der Kolben einen Sprung hatte, durch den allein 1·4 Kil. pr. Spiel entwichen, 3. der Cylinder weder mit Dampfhemd noch sonst einer Einhüllung mit schlechten Wärmeleitern versehen war, wodurch selbst bei Anwendung von 3 Kesseln (Nr. 4), wo kein Wasser mit dem Dampf mitgerissen wurde, sich im Cylinder eine Condensationsmenge von 2·15 Kil. pr. Minute ergab, d. i. da bei Nr. 4 vier Spiele gemacht wurden 0·54 Kil. pr. Spiel. Zieht man diesen grösstentheils vermeidbaren Verlust ab, so bleibt 7·1 — 0·54 = 6·56, also schon etwas weniger, als wir veranschlagten.

Dass der Kolben vor Verstopfung des Sprungs und Anziehen der Liederung, nämlich bei Versuch Nr. 1 und Nr. 2 sehr undicht war, zeigten auch die Diagramme, indem sich die Spannung des Dampfpolsters in der unteren Pause nicht zu halten vermochte, und besonders rasch sank, nachdem sich das Auslassventil (etwas früher als das Einlassventil) eröffnet hatte.

Beim Versuch Nr. 4 wurde mit 4 Spielen pr. Minute gearbeitet. Wir hätten also nach der Formel die Speisewassermenge pr. Minute

$$S = \frac{n}{60} S' = \frac{6 \cdot 3}{15} = 0 \cdot 42 \text{ Kil.}$$

erhalten, und damit die Kesselheizfläche

$$F = 110\, S = 46 \cdot 2 \text{ Quadr. Meter}$$

Die angewandten Kessel hatten $1 \cdot 3^m$ Durchmesser und 14 Meter Länge also 1·8 . 1·3 . 14 = 32·7 Quadr. Meter Heizfläche, woraus erklärlich ist, dass man bei den grossen Dampfverlusten zwei Kessel anwenden musste, (oder 3), und mit einem Kessel bei Versuch Nr. 1, 2, 3 nur $2\frac{1}{2}$ Spiele pr. Minute machen konnte.

Bei Versuch Nr. 4 (mit 3 Kessel) betrug die Dampfproduction pr. 1 Kil. Kohle 5·87 Kilogramm.

Mit $\mathfrak{S}$ Kilogr. pr. Stunde konnte also $\frac{5{\cdot}87\ \mathfrak{S}}{3600} = S$ Kilogr. Dampf pr. Secunde erzeugt werden, also war

$$\mathfrak{S} = \frac{3600}{5{\cdot}87}\ S = 613\ S$$

also etwas grösser als nach Formel (180).

Die Stärke der Maschine endlich berechnet sich nach (160) bei 4 Spielen und $2{\cdot}7^m$ Hub:

$$N = {}^2/_9 \,.\, 10{\cdot}8 \,.\, 138{\cdot}35 = 33{\cdot}2 \text{ Pferdestärken},$$

folglich das wirklich erreichte Güteverhältniss bei Versuch Nr. 4

$$\frac{N}{S} = \frac{33{\cdot}2}{{}^1/_{15} \,.\, 7{\cdot}11} = 70 \text{ Pferdekraft.}$$

Unsere Quelle vergleicht aber die Leistung des Hinterdampfs mit dem Dampfverbrauch, rechnet also N im Verhältniss $(1 + \lambda) = 1{\cdot}419$ grösser und erhält desshalb eine Leistung von $70 \times 1{\cdot}419 = 99{\cdot}3$ Pferdekraft $= 7450$ (7370) Kil. Meter pr. Kil. Dampf.

Das Güteverhältniss stellt sich natürlich gering heraus, wie bei allen Maschinen ohne Condensation und mit geringer Cylinderspannung. Es wird sogleich besser ausfallen, wenn die definitiven Druckpumpen mit $0{\cdot}4^m$ Plungerdurchmesser eingebaut sein werden, und dem entsprechend die Cylinderspannung grösser sein wird.

II. Eine andere Reihe guter Erhebungen erhielt ich durch Güte des Herrn k. k. Sectionsrathes Rittinger über die von demselben construirte Maschine in Wegwanow in Böhmen*), mit welcher der k. k. Kunstmeister Herr Janota sorgfältige Versuche abführte. Die Maschine ist direct wirkend ohne Condensation, und ohne Expansion, von 30 Pferdekraft, und versuchsweise nicht mit Ventilsteuerung, sondern mit Schiebersteuerung construirt. Die wirksame Kolbenfläche beträgt $O = 0{\cdot}4822\,\square^m$ also ist $\mathfrak{A}\ O = 4983$; das nicht contrebalancierte Gestänge hat ein Gewicht von $G =$ 6244 Kil. also ist $k = \frac{G}{\mathfrak{A}\ O} = 1{\cdot}253$ Atmosphären. Der Kolbenhub beträgt $1{\cdot}9^m$, die Kolbengeschwindigkeit $0{\cdot}43\ ^m$. Die

*) Beschrieben in der Zeitschrift des österr. Ingenieur-Vereins X. Jahrgang, 1. Heft S. 9.

mit 2 Saug- und 2 Druckventilen versehene Pumpe hat 0·37 ^{m} Kolbendurchmesser, lässt sich einfach und doppeltwirkend vorrichten, arbeitet mit 37·5 bis 43 Meter Satzhöhe und liefert durchschnittlich 94 % des theoretischen Wasserquantums. Ein Indicator stand nicht zu Gebot, es wurde desshalb die Drosselklappe des einströmenden Dampfes ganz offen gehalten, damit die beobachtete Kesselspannung $= P - 1$ möglichst nahe gleich der Cylinderspannung wurde. Es ist daher in der nachfolgenden Tabelle mit Rücksicht auf die geringe Geschwindigkeit und den grossen Dampfraum in den Kesseln $p - 1$ nur um 0·05 kleiner geschätzt als die beobachtete Grösse $P - 1$. Die Pumpe wirkte nur beim 3. Versuch doppelt.

Beobachtungsresultate.

Post	Versuch Nr. 1.		Nr. 2.	Nr. 3.
1	$P - 1$	1·625	1·400	2·500
2	$(p - 1)$	(1·575)	(1·350)	(2·450)
3	w_a	0·143	0	0·923
4	w_n	0·808	0·923	0·923
5	$w_a + w_n$	0·951	0·923	1·846
6	$\frac{p-1}{w_a + w_n}$	1·656	1·463	1·327
7	λ	0·656	0·463	0·327
8	$\frac{w_a + w_n}{p - 1}$	0·604	0·684	0·753
9	$\frac{E}{\mathfrak{A}\, O\, (P-1)}$	0·535	0.621	0·696
10	k	1·253	1·253	2·253
11	$k + w_a$	1·396	1·253	2·176
12	$q + r_a$	0·179	0·097	0·274
13	$u + r_n$	0·445	0·330	0·330
14	$\frac{k + w_a}{p - 1}$	0·886	0·928	0·888
15	$\frac{w_n}{k}$	0·645	0·745	0·745

Post Nr. 6 ist $= \lambda + 1$ gemäss der Gleichungen (168), (169): $p - 1 = (w_a + w_n) + \lambda\,(w_a + w_n)$,
Post Nr. 8 repräsentirt den Wirkungsgrad, Post Nr. 9 desgleichen, wenn der Nutzeffect E nach der wirklich gehobenen

Wassermenge, und der Druck auf den Kolben nach der Kesselspannung beurtheilt wird; Post 12 ergibt sich gemäss (172) als Differenz von Post 2 und 11, und Post 13 gemäss (173) als Differenz von Post 10 und 4. Post 14 und 15 gibt den Wirkungsgrad beim Aufgang des Gestänges. — Nimmt man die Spannung des Vorderdampfes beim Aufgang wegen kleiner Geschwindigkeit, und da demselben gar kein Hinderniss entgegen steht, mit 1·02, also $q = 0{\cdot}02$ Atmosphären an, so folgt nach Post 12

$$r_a = 0{\cdot}159,\ 0{\cdot}077,\ 0{\cdot}254$$

Der Widerstand beim Niedergang kann in allen 3 Fällen gleich dem Widerstand beim Aufgang in Versuch Nr. 3 also $r_n = 0{\cdot}254$ angenommen werden, weil bei diesem Versuch $w_a = w_n$ war, also verbleibt nach Post (13)

$$u = 0{\cdot}191,\ 0{\cdot}076,\ 0{\cdot}076$$

Bei Versuch Nr. 1 war also u um $0{\cdot}191 - 0{\cdot}076 = 0{\cdot}115$ Atmosphären grösser, entsprechend dem Unterschied in w_n

$$0{\cdot}923 - 0{\cdot}808 = 0{\cdot}115$$

d. h. wegen Mangel eines Contrebalanciers musste die Ueberwucht des Gestänges im Versuch Nr. 1 abgedrosselt werden, zu welchem Behuf die Maschine auch mit einem eigenen Regulirungsschieber versehen ist.

Wir erhalten also schätzungsweise folgende Resultate:

Post	Versuch Nr. 1.		Nr. 2.	Nr. 3.
16	q	0·020	0·020	0·020
17	u	0·191	0·076	0·076
18	r_a	0·159	0·077	0·254
19	r_n	0·254	0·254	0·254
20	$\frac{r_a + r_n}{w_a + w_n}$	0·434	0·358	0·275

Bei Nr. 2 ist r_a auffallend klein, das kann aber Beobachtungsfehler sein, denn Post 14 deutet darauf hin, dass bei Nr. 2 die Kesselspannung etwas zu hoch beobachtet wurde. Setzen wir

$$\frac{k + w_a}{p - 1} = 0{\cdot}888, \text{ so folgt}$$

$$p - 1 = \frac{k + w_a}{0{\cdot}888} = \frac{1{\cdot}253}{0{\cdot}888} = 1{\cdot}412$$

statt 1·350; ein Fehler von 0·062 Atmosphären ist bei Beobachtung der Kesselspannung am Manometer sehr leicht möglich; hiermit folgt aber in Post 12 . . . $q + r_a = 0{\cdot}159$
also in Post 18 . . . $r_a = 0{\cdot}139$
was wahrscheinlicher ist.

Immerhin macht sich hier bemerklich, dass die hydraulischen Widerstände in den Pumpen auf den Werth von r_a einen entschiedeneren Einfluss ausüben, als bei der vorher untersuchten Maschine, und das dürfte dadurch zu erklären sein, dass der Querschnitt der Steigröhren der doppeltwirkenden Pumpe nur 41% des Kolbenquerschnitts, und die innere Fläche der Ventile gar nur 33% des Kolbenquerschnitts beträgt.

Wird bei Versuch Nr. 2 die angedeutete Correctur von $p - 1$ durchgeführt, so erhält man:

Post	Versuch Nr. 1.		Nr. 2.	Nr. 3.
7	λ	0·656	0·529	0·327
20	$\frac{r_a + r_n}{w_a + w_n}$	0·434	0·426	0·275

Wir sehen also, dass bei voller Leistung der Maschine der Werth von λ nur etwa $^1/_3$ ist, hingegen auf $^1/_2$ bis $^2/_3$ steigt, wenn die Maschine nur mit halber Leistungsfähigkeit (mit Abstellung der Pumpe als Hubsatz) oder gar mit Einschaltung eines künstlichen Hindernisses beim Gestängniedergang (Nr. 1) arbeitet. Das Princip eine doppeltwirkende Pumpe anzuordnen, um dieselbe bei kleiner Wassermenge einfach wirkend arbeiten zu lassen, ist also unökonomisch, und es ist besser sich nur allein mit langen Pausen zu helfen. Wir sehen auch, dass λ in Nr. 3 noch kleiner sein könnte, wenn die Maschine einen Contrebalancier erhalten hätte, denn da bei ganz geöffnetem Gleichgewichtsventil und Regulirungsschieber u auf 0·016 herabgebracht werden könnte, so liesse sich 0·06 Atmosphären an der Widerstandssumme ersparen, durch ein Contregewicht von

$$0{\cdot}06\, \mathfrak{A}\, O = 300 \text{ Kilo} = 6 \text{ Zollcentner}$$

und es würde dadurch

$$q + u + r_a + r_n = 0{\cdot}544 \text{ statt } 0{\cdot}604$$

$$\text{also } \gamma = \frac{q + u + r_a + r_n}{w_a + w_n} = \frac{544}{1846} = 0{\cdot}295.$$

Würden die Ventile und Steigröhren grösser sein, so würde $r_a = r_n$ bei Nr. 3 nicht sehr viel grösser sein, als $r_a = 0{\cdot}139$ bei Nr. 2, wir könnten also durch Vergrösserung dieser Dimensionen an $r_a = r_n$ etwa 0·1 Atmosphären ersparen und hätten:

$$r_a = r_n = 0{\cdot}154, \quad \frac{r_a + r_n}{w_a + w_n} = 0{\cdot}167$$

und
$$\lambda = \frac{0{\cdot}02 + 0{\cdot}016 + 2 \, . \, 0{\cdot}154}{1{\cdot}846} = 0{\cdot}186$$

Es wäre also $\frac{r_a + r_n}{w_a + w_n}$ von $27\frac{1}{2}$ auf $16\frac{1}{2}\%$ gesunken, also wenig grösser als bei der früheren Maschine, und λ sogar unter 0·2 herabgekommen.

Die Stärke der Maschine beträgt bei 6 Spielen pr. Minute und doppeltwirkender Pumpe:

$$N = \frac{\mathfrak{A} \; O \; (w_a + w_n) \; n \; s}{60 \, . \, 75} = 23{\cdot}3 \text{ Pfd.}$$

und der Dampfverbrauch nach (177) wenn $s_1 = s - 0{\cdot}05^m$ und $\zeta = 0{\cdot}3$ angenommen wird:

$$S = 0{\cdot}018 \, . \, 6 \, . \, 0{\cdot}4822 \, . \, 1{\cdot}85 \left(1 + \frac{0{\cdot}3}{0{\cdot}786}\right) 1.84$$

$$= 0{\cdot}242 \text{ Kil., also}$$

$$\frac{N}{S} = \frac{23{\cdot}3}{0{\cdot}242} = 96 \text{ Pferdek.}$$

abermals ungewöhnlich gering, weil die Maschine ohne Condensation und mit mässiger Cylinderspannung arbeitet, kleine Dimensionen hat, und die Pumpe kleine Ventile besitzt.

Leider wurden über die Speisewassermengen keine Beobachtungen angestellt, es mangelt also der Vergleich dieses Resultats mit der Erfahrung. —

Die aus diesen und den später mitgetheilten Erfahrungen abstrahirten praktischen Regeln sind im §. 48 zusammengestellt.

§. 44.

Theorie der einfachwirkenden Expansionsmaschinen mit Condensation.

Die Gleichungen (165) und (166) müssen auch für Expansionsmaschinen gelten, sobald man unter

$$p, \; p' = q, \; u, \; r_a, \; r_n$$

die mittleren Werthe dieser nun variablen Grössen versteht. Bezeichnet insbesondere p_m den mittleren Werth der absoluten Spannung des Hinterdampfes beim Gestängaufgang, so ist

$$p_m = k + w_a + r_a + q \quad \ldots \quad (181)$$

$$k = w_n + r_n + u \quad \ldots \quad (182)$$

$$p_m = (w_a + w_n) + (r_a + r_n + q + u) \quad (183)$$

und wenn wieder

$$r_a + r_n + q + u = \lambda (w_a + w_n) \quad \ldots \quad (184)$$

gesetzt wird:

$$p_m = (1 + \lambda) \; (w_a + w_n) \quad \ldots \quad (185)$$

und so wie in (170)

$$O = 0{\cdot}0968 \left(\frac{1 + \lambda}{p_m}\right) \Sigma (A \; H) \quad \ldots \quad (186)$$

Es handelt sich also nur um die Berechnung dieser mittleren Hinterdampfspannung p_m bei gegebenem Expansionsgrad, und gegebener Volldruckspannung p. Diese Berechnung erfolgt nach unserer Theorie auf folgende Weise:

Die ganze Leistung des Hinterdampfes beim Gestängaufgang

$$L = \mathfrak{A} \; O \; p_m \; s$$

besteht aus der Volldruckleistung

$$L_1 = \mathfrak{A} \; O \; p \; s_1$$

und aus der Leistung des Dampfes durch Expansion, welche gemäss Gleichung (87)

$$L_2 = 2{\cdot}44 \; \mathfrak{A} \; O \; p_2 \; (s_1 + m \; s) \left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right]$$

ist, unter p_2 die Spannung des Dampfes im Cylinder bei Beginn der Expansion verstanden. Schätzen wir bei diesen Maschinen wegen geringerer Variation der Spannung in der Volldruckperiode und wegen grösseren schädlichen Raums (der von 0·05 bis 0·10 variirt)

$$\left.\begin{array}{l} p_2 = 0{\cdot}95\, p \\ m = 0{\cdot}08 \end{array}\right\} \quad . \; . \; . \; (187)$$

so folgt

$$L_2 = 2{\cdot}32\, \mathfrak{A}\, O\, p\, s \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) \left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] \quad (188)$$

folglich aus

$$L = L_1 + L_2$$

$$p_m = p \left\{\frac{s_1}{s} + 2{\cdot}32 \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) \left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right]\right\}$$

worin der wahre Expansionsgrad

$$\varepsilon = \frac{s + ms}{s_1 + ms} = \frac{1 + m}{\frac{s_1}{s} + m} = \frac{1{\cdot}08}{\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08} \quad (189)$$

auch nur vom Füllungsgrad $\frac{s_1}{s}$ abhängt. Es ist also der ganze eingeklammerte Factor von p:

$$\frac{s_1}{s} + 2{\cdot}32 \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) \left[1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{0{\cdot}41}\right] = f \quad (190)$$

eine reine Function von $\frac{s_1}{s}$ die in eine Tabelle gebracht werden kann, und ist sodann einfach

$$p_m = f\, p \quad . \; . \; . \; (191)$$

Tabelle der Werthe von f.

$\frac{s_1}{s}$	f	$\frac{s_1}{s}$	f
0·9	0·9888	$^4/_5$	0·9645
0·8	0·9645	$^3/_4$	0·9470
0·7	0·9261	$^2/_3$	0·9099
0·6	0·8726	$^1/_2$	0·8098
0·5	0·8028	$^1/_3$	0·6425
0·4	0·7150	$^1/_4$	0·5457
0·3	0·6071	$^1/_6$	0·4246
0.2	0·4761	$^1/_7$	0·3862
0·1	0·3175	$^1/_8$	0·3600

Die Berechnung der Kolbenfläche O nach (186) unterliegt also keinerlei Schwierigkeit.

Bei Berechnung des Dampfverbrauchs S' pr. einem Spiel,

nehmen wir den mit comprimirtem Dampf erfüllten schädlichen Raum wieder nur mit 0·03 s in Rechnung und setzen mit Rücksicht auf 5% mitgerissenes Wasser und Zuschlag auf Undichtheit des Kolbens

$$S' = 1{\cdot}05\ O\,(s_1 + 0{\cdot}03\ s)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right)\sigma \qquad (192)$$

also den Speisewasserverbrauch pr. Secunde

$$S = 0{\cdot}0175\ n\ O\ s\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}03\right)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right)\sigma \qquad (193)$$

wenn der Cylinder wie gewöhnlich mit einer Umhüllung von schlechten Wärmeleitern oder durch Holzverschalung eingeschlossener Luft umgeben ist.

Sehr häufig sind aber derlei Condensationsmaschinen mit Expansion mit Dampfheizung versehen; es ist nämlich der Cylinder zunächst mit einem Dampfhemd umgeben, und dieses erst mit den schlechten Wärmeleitern. Nennen wir in diesem Fall

p_0 die wahre Cylinderspannung in der Volldruckperiode

σ_0 das specifische Gewicht des Dampfes bei dieser Spannung,

so könnte zwar der Dampfverbrauch nach obiger Formel (193) gerechnet werden, indem man σ_0 statt σ setzt,

$$S = 0{\cdot}0175\ n\ O\ s\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}03\right)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right)\sigma_0 \qquad (194)$$

allein bei Berechnung der Kolbenfläche dürfte nicht $p_m = f\,p_0$ gesetzt werden, sondern es müsste $p_m = f\,p$ in Rechnung genommen werden, wobei $p > p_0$ ist, weil die durch die Dampfheizung eingetretene Wärmemenge sofort in Arbeit umgesetzt wird, indem durch dieselbe die mit der Expansion verbundene Abkühlung und Condensation vermindert, ja vielleicht sogar in den ersten Stadien der Expansion noch ein Theil des mitgerissenen Wassers durch die von Aussen eintretende Wärme in Dampf verwandelt wird.

Wir werden uns überzeugen, dass bei solchen Maschinen die wirkliche Volldruckspannung p_0 zu der idealen Volldruckspannung p, welche bestehen müsste, wenn die gleiche Leistung ohne Dampfheizung erzielt werden sollte, durchschnittlich in der Relation steht

$$p = 1{\cdot}23\ p_0 \qquad . \ . \ . \qquad (195)$$

wenn der Heizdampf wenigstens um 25 Grad C. heisser ist, als der Cylinder-Volldruckdampf. Gewöhnlich ist aber dieser Temperaturunterschied kleiner, folglich die Dampfheizung weniger wirksam, und dann ist etwa

$$p = 1{\cdot}13\, p_0 \qquad \ldots \quad (196)$$

Um nicht eine complicirte und doch sehr unsichere Rechnung über diesen Einfluss der Dampfheizung auf die Leistung machen zu müssen, begnügen wir uns, denselben einfach dadurch in Rechnung zu ziehen, dass wir die durch die mittlere Hinterdampfspannung $p_m = fp$ bedingte Leistung, respective die Kolbenfläche, nicht mit der wirklichen, sondern mit der idealen Cylinderspannung p berechnen, und den Speisewasserverbrauch ebenfalls auf diese Spannung beziehen und nur mit

$$S = \frac{n}{60}\, O\, s_1\, \sigma \qquad \ldots \quad (197)$$

in Rechnung ziehen, als ob alle Verluste durch mitgerissenes Wasser, durch schädlichen Raum und Undichtheiten aufgewogen würden durch den Unterschied des idealen specifischen Gewichtes σ und des wirklichen Gewichtes σ_0.

Die Kesselheizfläche F muss aber in diesem Fall etwas grösser genommen werden, weil die Kessel nicht nur das Speisewasser S zu verdampfen, sondern auch den Heizdampf zu erzeugen haben.

Der Nutzen der Dampfheizung ist offenbar, denn von der Wärmemenge, die auf Verdampfung des Speisewassers S verwendet wird, geht der weit grössere Theil unnütz verloren, durch die latente Wärme des Dampfes, nämlich insbesondere durch die Arbeit des Zerreissens der Wassertheilchen, und nur ein kleiner Theil kommt in der Dampfmaschine zur Wirksamkeit. Hingegen kommt von der Wärmemenge, die auf Verdampfung des Heizdampfs verwendet wurde, wenigstens 50% in den Cylinder hinein, ebenso, als ob man den Cylinder direct mit heissen Verbrennungsgasen umgeben hätte, was jedoch wegen Aschensammlung unpraktisch wäre. Der Heizdampf ist also freilich nicht umsonst zu bekommen, aber die auf ihn verwendete Wärme wird mehrfach besser ausgenützt, als die auf den Cylinderdampf verwendete Wärme, und darum ist bei allen

Maschinen mit starker Expansion die Anwendung eines Dampfhemdes im hohen Grade angezeigt.

Statt der durch (195) ausgedrückten empirischen Relation, substituiren wir also die Hypothese

$$\frac{1}{60} O \, s_1 \, \sigma = 0{\cdot}0175 \; O \, s \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}03\right)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right)\sigma_0$$

$$\sigma = 1{\cdot}05 \, . \, \frac{s}{s_1}\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}03\right)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right)\sigma_0$$

$$\sigma = 1{\cdot}05 \, . \left(1 + 0{\cdot}03 \, \frac{s}{s_1}\right)\left(1 + \frac{\zeta}{D}\right)\sigma_0 \qquad (198)$$

Diese Schätzung dürfte dem praktischen Gebrauch vollkommen genügen, denn die durch die Dampfheizung erzielte Arbeit ist doch immer nur ein Bruchtheil der ganzen Arbeit, weil der Unterschied zwischen innerer und äusserer Temperatur, von dem der Durchgang der Wärme abhängt, wohl nur 30 bis höchstens 50° betragen kann, jedenfalls desto mehr, je stärker die Expansion ist, also je grösser $\frac{s}{s_1}$ ist, welcher Bedingung die Formel (198) auch entspricht.

Ist der Heizdampf nur um 10 bis 20° heisser, so zeigt sich der Einfluss der Dampfheizung schon geringer als durch Formel (198) oder (195) ausgedrückt ist.

Der Gang der Berechnung einer zu erbauenden Maschine mit Dampfhemd ist also der, dass man aus der gegebenen wirklichen Cylinderspannung p_0 die ideale Spannung p nach (195) schätzt, hiermit nach (191) die wirkliche mittlere Hinterdampfspannung $p_m = pf$ und nach (186) mit einem angenommenen Werth von λ die wirksame Kolbenfläche O berechnet, sodann

$$w_a = \frac{W_a}{\mathfrak{A} \, O}, \text{ und } w_n = \frac{W_n}{\mathfrak{A} \, O}$$

bestimmt, und controllirt, ob man mit $\lambda \, (w_a + w_n)$ für die 4 Widerstandsspannungen p, u, r_a, r_n auskommen wird; hierauf $k = w_n + r_a + u$ und das wirksame Gestänggewicht $G = \mathfrak{A} \, O \, k$ berechnet, dann aus (194) den Speisewasserverbrauch bestimmt, und controllirt, ob die Gleichung (197) näherungsweise erfüllt ist.

Wäre statt (195) die Relation (196) zu Grunde gelegt worden, so würde die nur für günstigen Erfolg der Dampf-

heizung geltende (197) den Speisewasserverbrauch zu klein ergeben. Dann halte man sich an (194). Es fehlt uns also nur noch die Bestimmung der contrebalancirten Gestängüberwucht G_1, welche so gross sein soll, dass die Maximalgeschwindigkeit beim Gestängaufgang einen gegebenen Werth C nicht übersteige.

§. 45.

Ueberwucht und Gegengewicht.

Es wurde bereits in Fig. 14 ersichtlich gemacht, dass das Maximum der Geschwindigkeit beim Gestängaufgang $C = AB$, erst nach einem Weg $OA > s_1$, also erst in der Expansionsperiode eintritt, wenn nämlich zwischen dem wirksamen Ueberdruck $p - q$ des Hinterdampfes über den Vorderdampf, und den Widerständen $k + w_a + r_a$ Gleichgewicht eingetreten ist, wenn also der variable Hinterdampfdruck den Werth

$$k + w_a + r_a + q$$

d. h. gemäss (181) seinen mittleren Werth p_m erreicht hat. Um den Weg $x = OA$ Fig 14 zu bestimmen, nach welchem diess erfolgt, müssen wir die 2 Fälle unterscheiden, ob der Cylinder ohne oder mit Dampfheizung eingerichtet ist.

In ersterem Fall werden wir bedenken, dass die bei Beginn der Expansion im Cylinder vorhandene Dampfmenge nicht mehr die mittlere Volldruckspannung, sondern schon etwas geringere Spannung besitzt, also nur etwa ein Gewicht

$$S_1 = O\,(s_1 + ms)\,0{\cdot}95\,\sigma \text{ haben kann,}$$

und dass von dieser Dampfmenge durch die eintretende Expansion und durch unvermeidliche Abkühlung ein Theil condensirt, und ein anderer durch Undichtheit des Kolbens entweicht, was zusammen (etwas reichlich) auf 10% geschätzt werden darf, so dass nach dem Weg x nur mehr die Dampfmenge

$$0{\cdot}84\ O\ (s_1 + ms)\ \sigma,$$

in Dampfgestalt den Raum von $O\,x$ erfüllend, vorhanden ist.

Ist also σ_m das zu p_m gehörige specifische Gewicht, so ist in diesem Fall

$$O\,(x + ms)\,\sigma_m = 0{\cdot}84\ O\,(s_1 + ms)\,\sigma$$

Natürlich gilt diess nur für starke Expansion, wo x wirklich

erheblich grösser ist als s_1. Bei geringer Expansion, z. B. bei $^3/_4$ Füllung, kann schon vor Beginn der Expansion eine kurze Periode des Beharrungszustandes eintreten, indem der schliessliche Werth der Volldruckspannung, deren mittlerer Werth p ist, gleich wird dem mittleren Werth p_m während des ganzen Aufgangs. Für diese Fälle geringer Expansion wird es eben nicht wohl möglich sein, auch nur annähernd zu bestimmen, nach welchem Theil des Weges diese mittlere Spannung, und mit ihr der Beharrungszustand mit unveränderter Maximalgeschwindigkeit eintritt. Bei starker Expansion aber, z. B. bei $^1/_5$ Füllung, können wir analog den Gleichungen (113) setzen

$$\frac{\sigma_m}{\sigma} = 1{\cdot}05\,\frac{p_m}{p} = 1{\cdot}05\,\frac{fp}{p} = 1{\cdot}05\,f \quad . \quad . \quad (199)$$

also
$$O\,(x + ms)\,1{\cdot}05\,f\,\sigma = 0{\cdot}84\;O\,(s_1 + ms)\,\sigma$$

$$x + ms = \frac{0{\cdot}8}{f}\,(s_1 + ms) \quad . \quad . \quad . \quad (200)$$

Im zweiten Fall, nämlich bei Maschinen mit Dampfhemd, wird die bei Beginn der Expansion vorhandene Dampfmenge $0{\cdot}95\;O\,(s_1 + ms)\,\sigma_0$ auch noch nach dem Weg x in Dampfform vorhanden sein, weil Condensation und Verluste in der ersten Periode der Expansion durch das Dampfhemd verhindert werden.

Es ist also dann

$$O\,(x + ms)\,\sigma_m = 0{\cdot}95\;O\,(s_1 + ms)\,\sigma_0$$

und da wie oben

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_0} = 1{\cdot}05\,\frac{p_m}{p_0} = 1{\cdot}05\,\frac{fp}{p_0}$$

und nach (196) p gewöhnlich nur $= 1{\cdot}13\,p_0$ also

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_0} = 1{\cdot}187\,\frac{fp_0}{p_0} = 1{\cdot}187\,f$$

ist, so folgt

$$O\,(x + ms)\,1{\cdot}187\,f\,\sigma_0 = 0{\cdot}95\;O\,(s_1 + ms)\,\sigma_0$$

$$x + ms = \frac{0{\cdot}8}{f}\,(s_1 + ms) \quad . \quad . \quad . \quad (201)$$

übereinstimmend mit (200), also für beide Fälle, wenn $m = 0{\cdot}08$ ist

$$\frac{x}{s} = \frac{0{\cdot}8}{f}\left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) - 0{\cdot}08 \quad . \quad . \quad . \quad (202)$$

wobei man beachten kann, dass der numerische Coëfficient in (200) eher grösser, und in (201) eher kleiner als 0·8 sein wird. Da es sich aber hier nicht um eine grosse, Genauigkeit handelt, so erscheint eine Unterscheidung überflüssig.

Diese Gleichung gibt für $f = 0{\cdot}8$ also für $\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}5, x = s_1$ und für $f > 0{\cdot}8$ also $\frac{s_1}{s} > 0{\cdot}5$, $x < s_1$ und es wird immer gestattet sein anzunehmen, dass der so berechnete Werth von x bei starken Expansionen die Stellung des Kolbens angibt, bei welcher die Maximalgeschwindigkeit C eben erreicht wird, und bei schwachen Expansionen $\left(\frac{s_1}{s} \geqq 0{\cdot}5\right)$ irgend eine in die kurze Beharrungsperiode fallende Stellung des Kolbens bezeichnet, in welcher die Maximalgeschwindigkeit C bereits besteht.

Nennen wir nun

$\mathfrak{W}$ die während des Weges x vom Hinterdampf producirte Wirkung,

$\mathfrak{w}$ die während desselben Weges durch nützliche und schädliche Widerstände consumirte Wirkung, und

L die nach dem Weg x in sämmtlichen Massen vorhandene lebendige Kraft,

so ist nach dem Princip der lebendigen Kräfte

$$\mathfrak{W} - \mathfrak{w} = L \qquad \ldots \quad (203)$$

und da L eine Function der Gestänggeschwindigkeit C oder der Geschwindigkeitshöhe

$$\mathfrak{H} = \frac{C^2}{2\,g} \qquad \ldots \quad (204)$$

ist, so wird sich aus dieser Gleichung $\mathfrak{H}$ berechnen lassen. — Bei schwachen Expansionen, bei denen es zu einem kurzen Beharrungszustand kommt, und bei denen also nach Formel (202) $x < s_1$ wird, ist einfach

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{A}\, O\, p\, x \qquad \ldots \quad (205)$$

zu setzen, bei starken Expansionen aber, wo $x > s_1$ ist, besteht $\mathfrak{W}$ aus der Volldruckwirkung $\mathfrak{A}\, O\, p\, s_1$ und aus der Expansionswirkung während des Weges $x - s_1$. Da hierbei der wahre Expansionsgrad

$$\varepsilon = \frac{x + ms}{s_1 + ms}$$

ist, und $m = 0{\cdot}08$ gesetzt werden darf, so ist diese Expansionswirkung analog der Gleichung (188)

$$= 2{\cdot}32\, \mathfrak{A}\, O\, p\, s\, \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) \left[1 - \left(\frac{s_1 + ms}{x + ms}\right)^{0{\cdot}41}\right]$$

also auch wegen (201)

$$= 2{\cdot}32\, \mathfrak{A}\, O\, p\, s\, \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) \left[1 - \left(\frac{f}{0{\cdot}8}\right)^{0{\cdot}41}\right]$$

somit

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{A}\, O\, p\, s\, \left\{\frac{s_1}{s} + 2{\cdot}32 \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) \left[1 - ({}^5\!/_4\, f)^{0{\cdot}41}\right]\right\}$$

Setzt man Kürze halber den nur von $\frac{s_1}{s}$ abhängigen Ausdruck

$$\frac{s_1}{s} + 2{\cdot}32 \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) \left[1 - ({}^5\!/_4\, f)^{0{\cdot}41}\right] = \varphi \quad (206)$$

so ist

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{A}\, O\, p\, s\, \varphi \quad . \quad . \quad . \quad (207)$$

Bei schwachen Expansionen, bei denen Gleichung (205) giltig ist, hat man also $\varphi\, s = x$ oder nach (202)

$$\varphi = \frac{x}{s} = \frac{0{\cdot}8}{f} \left(\frac{s_1}{s} + 0{\cdot}08\right) - 0{\cdot}08 \quad . \quad . \quad (208)$$

zu setzen. Für $\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}5$, ist $f = 0{\cdot}8$ und fallen die beiden Ausdrücke (206) und (208) für φ zusammen. Für $\frac{s_1}{s} < 0{\cdot}5$ gilt (206), für $\frac{s_1}{s} > 0{\cdot}5$ gilt (208).

Die consumirte Wirkung ist

$$\mathfrak{w} = \mathfrak{A}\, O\, (k + w_a + r_a + q)\, x$$

wenn angenommen wird, dass die Mittelwerthe von r_a und q während des Wegs x ebenso gross sind, wie diese Mittelwerthe während des ganzen Kolbenwegs, wozu man berechtigt ist, da nach dem Weg x bereits alle Geschwindigkeitsphasen durchgemacht sind.

Wegen

$$k + w_a + r_a + q = p_m = fp$$

ist also

$$\mathfrak{w} = \mathfrak{A}\, O\, f\, p\, x$$

folglich

$$\mathfrak{W} - \mathfrak{w} = \mathfrak{A}\, O\, p\, s\, \varphi - \mathfrak{A}\, O\, f\, p\, x$$
$$= \mathfrak{A}\, O\, f\, p\, s \left(\frac{\varphi}{f} - \frac{x}{s}\right)$$

Setzt man Kürze halber

$$\mathfrak{B} = \frac{\varphi}{f} - \frac{x}{s} \quad . \quad . \quad . \quad (209)$$

so ist

$$\mathfrak{W} - \mathfrak{w} = \mathfrak{A}\, O\, f p\, s\, \mathfrak{B}, \text{ und wegen}$$
$$\mathfrak{A}\, O\, k = G$$
$$\mathfrak{W} - \mathfrak{w} = \frac{G}{k}\, \mathfrak{B} \,.\, f p \,.\, s \quad . \quad . \quad . \quad (210)$$

Für $\frac{s_1}{s} > 0{\cdot}5$ ist gemäss (208) und (209)

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{f}\frac{x}{s} - \frac{x}{s} = \frac{x}{s}\left(\frac{1}{f} - 1\right) \quad . \quad . \quad (211)$$

Sei nun ferner behufs Bestimmung der lebendigen Kraft L

a die Länge des Contrebalancierarms auf der Gestängseite

b $\underset{>}{=} a$ die Länge des Contrebalancierarms auf der Gegengewichtsseite,

$G + G_1$ das wirkliche Gewicht des Schachtgestänges sammt allen daran befindlichen Kolben,

G_2 das wirkliche Gewicht des Gegengewichts,

K_2 die auf den Angriffspunkt von G_2 reducirten in demselben Sinn wie G_2 wirkenden etwa vorhandenen sonstigen Kräfte, bei Balanciermaschinen insbesondere herrührend von dem Gewichte des dem Gestänge entgegen wirkenden Maschinenkolbens, ferner von der Ueberwucht des Hauptbalanciers auf der Maschinenseite, und von dem Gewicht der Steuerstange u. dergl.,

M_2 die auf denselben Punkt reducirten, nicht schon in $G + G_1$ oder G_2 enthaltenen Massen, insbesondere herrührend von der Masse des Haupt- und des Contrebalanciers, des Kolbens einer Balanciermaschine, und des in den Aufsatzröhren der Hubpumpe befindlichen Wassers,

so ist, da die Ueberwucht G_1 des Gestänges durch $G_2 + K_2$ ausgeglichen ist:

$$G_1\, a = (G_2 + K_2)\, b \quad . \quad . \quad . \quad (212)$$

und

$$L = (G + G_1) \frac{C^2}{2g} + (G_2 + M_2 g) \frac{\left(\frac{b}{a} C\right)^2}{2g}$$

weil die Massen vom Gewichte $G_2 + M_2 g$ die Geschwindigkeit $\frac{b}{a} C$ besitzen; folglich wegen (204)

$$L = \mathfrak{H} \left[G + G_1 + \frac{b^2}{a^2}(G_2 + M_2 g)\right]$$

und wenn statt G_2 sein Werth aus (212) gesetzt wird:

$$G_2 = \frac{a}{b}\, G_1 - K_2 \quad . \quad . \quad . \quad (213)$$

$$L = \mathfrak{H} \left[G + G_1 + \frac{b}{a}\, G_1 - \frac{b^2}{a^2} K_2 + \frac{b^2}{a^2} M_2 g\right]$$

$$L = \mathfrak{H} \left[G + G_1 \left(\frac{a + b}{a}\right) + \frac{b^2}{a^2}(M_2 g - K_2)\right]$$

Setzt man noch Kürze halber

$$\frac{b^2}{a^2}(M_2 g - K_2) = \xi\, G \quad . \quad . \quad . \quad (214)$$

wo also ξ eine pure Zahl ist, ohne Dimension, so ist

$$L = G\, \mathfrak{H} \left[1 + \frac{G_1}{G}\left(\frac{a + b}{a}\right) + \xi\right] \qquad (215)$$

Durch Substitution von (210) und (215) in (203) folgt

$$\frac{G}{k}\, \mathfrak{B} . fp\, .\, s = G\, \mathfrak{H} \left[1 + \frac{G_1}{G}\left(\frac{a + b}{a}\right) + \xi\right]$$

also

$$\mathfrak{H} = \frac{\mathfrak{B} . \left(\frac{fp}{k}\right) . s}{1 + \frac{G_1}{G}\left(1 + \frac{b}{a}\right) + \xi} \quad . \quad . \quad . \quad (216)$$

oder wenn $\mathfrak{H}$ gegeben ist:

$$\mathfrak{B} . \left(\frac{fp}{k}\right) . \left(\frac{s}{\mathfrak{H}}\right) = 1 + \frac{G_1}{G}\left(1 + \frac{b}{a}\right) + \xi$$

$$G_1 = \frac{G}{1 + \frac{b}{a}} \left[\mathfrak{B} . \left(\frac{fp}{k}\right) . \left(\frac{s}{\mathfrak{H}}\right) - 1 - \xi\right] \qquad (217)$$

Ist hieraus die Ueberwucht G_1 berechnet, so folgt aus (213) das Gegengewicht:

$$G_2 = \frac{G}{\frac{b}{a}\left(1 + \frac{b}{a}\right)} \left[\mathfrak{B} . \left(\frac{fp}{k}\right) . \left(\frac{s}{\mathfrak{H}}\right) - 1 - \xi \right] - K_2 \quad (218)$$

Die Werthe von $\frac{x}{s}$ nach (202), von φ nach (208) beziehungsweise (206), und von $\mathfrak{B}$ nach (209) sind in der nachfolgenden Tabelle enthalten.

Tabelle für $\frac{x}{s}$, φ, und $\mathfrak{B}$.

Schwache Expansion.				Starke Expansion.				
$\frac{s_1}{s}$	f	$\frac{x}{s} = \varphi$	$\mathfrak{B}$	$\frac{s_1}{s}$	f	$\frac{x}{s}$	φ	$\mathfrak{B}$
0·9	0·989	0·713	0·008	0·4	0·715	0·457	0·450	0·173
0·8	0·965	0·650	0·024	1/3	0·646	0·432	0·414	0·209
0·75	0·947	0·621	0·035	0·3	0·607	0·421	0·394	0·229
0·7	0·926	0·594	0·047	0·25	0·545	0·405	0·362	0·259
2/3	0·910	0·576	0·057	0·2	0·476	0·391	0·325	0·291
0·6	0·873	0·544	0·079	1/6	0·427	0·383	0·297	0·313
0·5	0·803	0·498	0·122	1/7	0·389	0·378	0·275	0·329
				1/8	0·360	0·376	0·258	0·341
				0·1	0·318	0·374	0·232	0·356

Es handelt sich jetzt noch um Bestimmung der in den Gleichungen erscheinenden Zahl ξ, welche nach (214) von nicht direct gegebenen, sondern erst zu bestimmenden Grössen M_2 und K_2 abhängt.

§. 46.

Bestimmung von ξ. Trägheitsmoment eines Balanciers.

Wenn die Maschine direct wirkend ist, so ist, wenn vorerst von der Ueberwucht des längeren Balancierarms über den kürzeren, von der Steuerstange, dem Luftpumpenkolben und dergl. abgesehen wird, ausser dem Gewicht G_2 keine dem Gestänge entgegenwirkende Kraft vorhanden, es ist $K_2 = 0$ folglich nach (214)

$$G\,\xi = \frac{b^2}{a^2} \cdot M_2\,g \qquad . \; . \; . \quad (219)$$

Wie ist nun die auf den Angriffspunkt von G_2 reducirte Masse M_2 zu bestimmen?

Es sind nur 2 Massen vorhanden, welche Bestandtheile von M_2, somit von $G\,\xi$ liefern, nämlich die beim Gestängaufgang bewegte Wassermasse vom Gewichte Q_0 in der Hubpumpe, und die Masse des Contrebalanciers. Ist $Q_0 = M_0\,g$, so liefert die Masse M_0 im Abstand a vom Drehungspunkt eine auf den Halbmesser 1 reducirte Masse $M_0\,a^2$ und folglich im Abstand b einen Bestandtheil von M_2 im Betrage von $M_0\,\frac{a^2}{b^2} = \frac{Q_0}{g} \cdot \frac{a^2}{b^2}$, somit endlich nach (219) einen Bestandtheil von $G\,\xi$ im Betrage von Q_0. Ist ferner Q das Gewicht des Contrebalanciers, $\frac{Q}{g} = M$ seine Masse, und $\mu = x\,M$ sein Trägheitsmoment, nämlich die Grösse einer Masse, welche im Abstand Eins vom Drehungspunkt angebracht, bei gleicher Winkelgeschwindigkeit dieselbe lebendige Kraft besitzt, wie der Balancier, so liefert derselbe einen Bestandtheil von M_2 im Betrage von $\frac{\mu}{b^2}$, also einen Bestandtheil von $G\,\xi$ im Betrage von $\frac{\mu\,g}{a^2} = \frac{x\,M\,g}{a^2} = \frac{x\,Q}{a^2}$, und es ist mithin

$$G\,\xi = Q_0 + \frac{x}{a^2}\,Q \qquad . \; . \; . \quad (220)$$

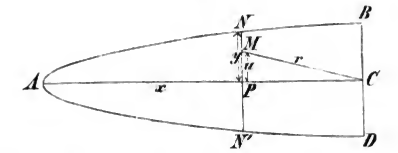
Soll aber die einen Bestandtheil von K_2 liefernde Ueberwucht des längeren Arms über den kürzeren in Rechnung gezogen werden, so muss man das Gewicht der beiden ungleichen Balancierhälften, und die Position ihrer Schwerpunkte kennen.

Es handelt sich also um Bestimmung des Schwerpunkts und des Trägheitsmoments einer Balancierhälfte.

Sei zu diesem Behufe in Fig. 15 $A\,C = \alpha$ die Länge, $B\,C = \beta$ die Höhe einer parabolisch geformten Balancierhälfte, δ ihre verglichene Dicke, γ' das specifische Gewicht des Eisens, und q ihr Gewicht. Die Gleichung eines Punkts N des Umfangs mit den Coordinaten $A\,P = x$ und $N\,P = y$ ist:

$$\frac{y^2}{x} = \frac{\beta^2}{\alpha} \text{ oder } y = \beta \sqrt{\frac{x}{\alpha}}$$

Fig. 15.



Ist ferner $M\,P = u$ die laufende Coordinate eines in der Ordinate $N\,N'$ gelegenen elementaren Prismas vom Querschnitt $dx\,du$ und von der Masse

$$d\,m = \frac{1}{g}\,dx\,.\,du\,.\,\delta\,.\,\gamma'$$

so ist bekanntlich die von A aus gezählte Abscisse X des Schwerpunkts

$$X = \frac{\iint x\,dx\,du}{area\ A\,B\,D}$$

und

$$area\ A\,B\,D = \iint dx\,du$$

Die Integration hat nach u von $u = -y$ bis $u = +y = \beta\sqrt{\frac{x}{\alpha}}$, und sodann nach x von $x = 0$ bis $x = \alpha$ zu geschehen. Es folgt

$$\int_{-y}^{+y} du = y - (-y) = 2\,y = 2\,\beta\sqrt{\frac{x}{\alpha}}$$

$$area\ A\,B\,D = \int_0^\alpha 2\,\beta\sqrt{\frac{x}{\alpha}}\,dx = \frac{2\,\beta}{\sqrt{\alpha}}\int_0^\alpha x^{1/2}\,dx$$

$$= \frac{2\,\beta}{\sqrt{\alpha}}\cdot\frac{2}{3}\,.\,\alpha^{3/2} = \frac{4}{3}\,\alpha\,\beta, \text{ und}$$

$$\int_0^\alpha x\,.\,2\,\beta\sqrt{\frac{x}{\alpha}}\,.\,dx = \frac{2\,\beta}{\sqrt{\alpha}}\int_0^\alpha x^{3/2}\,dx = \frac{2\,\beta}{\sqrt{\alpha}}\cdot\frac{2}{5}\,\alpha^{5/2} = \frac{4}{5}\,\alpha^2\,\beta, \text{ also}$$

$$X = \frac{\frac{4}{5}\,\alpha^2\,\beta}{\frac{4}{3}\,\alpha\,\beta} = \frac{3}{5}\,\alpha \qquad . \; . \; . \; (221)$$

oder der Abstand des Schwerpunkts vom Centrum

$$X' = \frac{2}{5}\,\alpha$$

Ist a die theoretische Länge des Balancierarms, gemessen vom Axenmittel zum Zapfenmittel, so ist in der Regel

$$\alpha = 1{\cdot}067\ a$$

also $X' = 0{\cdot}4268\ a$ wofür genau genug

$$X' = \frac{3}{7}\,a \qquad . \; . \; . \; (222)$$

Ferner ist das Trägheitsmoment des Massenelementes dm im Abstand r vom Drehungspunkt C

$$d\,\mu = r^2\,dm = \frac{1}{g}\left[(\alpha - x)^2 + u^2\right] dx\,.\,du\,.\,\delta\,.\,\gamma'$$

also

$$\mu = \frac{1}{g}\,\delta\,.\,\gamma' \iint \left[(\alpha - x)^2 + u^2\right] dx\,du$$

Die erste Integration nach u, bei welcher x als Constante figurirt, gibt:

$$J = \int_{-y}^{+y} \left[(\alpha - x)^2 + u^2\right] du = (\alpha - x)^2 \int_{-y}^{y} du + \int_{-y}^{y} u^2\,du$$

$$= 2\,(\alpha - x)^2\,y + \frac{2}{3}\,y^3$$

$$= 2\,(\alpha^2 - 2\,\alpha\,x + x^2)\,\beta \sqrt{\frac{x}{\alpha}} + \frac{2}{3}\,\beta^3\,\frac{x^{3/2}}{\alpha\sqrt{\alpha}} =$$

$$= \frac{2\,\beta}{\sqrt{\alpha}}\left[\alpha^2\,x^{1/2} - 2\,\alpha\,x^{3/2} + x^{5/2} + \frac{\beta^2}{3\,\alpha}\,x^{3/2}\right]$$

$$= \frac{2\,\beta}{\sqrt{\alpha}}\left[\alpha^2\,x^{1/2} + \frac{\beta^2 - 6\,\alpha^2}{3\,\alpha}\,x^{3/2} + x^{5/2}\right]$$

Die zweite Integration gibt:



$$\int_0^{\alpha} J\, d\,x = \frac{2\,\beta}{\sqrt{\alpha}} \left[\frac{2}{3}\,\alpha^2\, x^{3/2} + \frac{2}{5}\,\frac{\beta^2 - 6\,\alpha^2}{3\,\alpha}\; x^{5/2} + \frac{2}{7}\; x^{7/2}\right] \Bigg\}_0^{\alpha}$$

$$= \frac{2\,\beta}{\sqrt{\alpha}} \left[\frac{2}{3}\,\alpha^2\,\alpha^{3/2} + \frac{2}{15}\,(\beta^2 - 6\,\alpha^2)\;\alpha^{3/2} + \frac{2}{7}\,\alpha^{7/2}\right]$$

$$= 2\,\beta\left[\frac{20}{21}\,\alpha^3 + \frac{2}{15}\,(\beta^2 - 6\,\alpha^2)\,\alpha\right]$$

$$= 2\,\beta\left[\frac{20}{21}\,\alpha^3 + \frac{2}{15}\,\alpha\,\beta^2 - \frac{4}{5}\,\alpha^3\right]$$

$$= 2\,\alpha\,\beta\left[\frac{16}{5.21}\,\alpha^2 + \frac{2}{15}\,\beta^2\right]$$

$$= \frac{4}{15}\,\alpha\,\beta\left[\frac{8}{7}\,\alpha^2 + \beta^2\right],\ \text{folglich}$$

$$\mu = \frac{1}{g}\,\frac{4}{15}\,\alpha\,\beta\,\delta\,\gamma'.\left(\frac{8}{7}\,\alpha^2 + \beta^2\right)$$

und wegen

$$q = area\,.\,A\,B\,D\,.\,\delta\,\gamma' = \frac{4}{3}\,\alpha\,\beta\,\delta\,\gamma'$$

$$\mu = \frac{q}{5\,g}\left(\frac{8}{7}\,\alpha^2 + \beta^2\right) \quad . \quad . \quad . \quad (223)$$

Bei gleicharmigen Balanciers ist in der Regel

$$\beta = \frac{1}{6}\,\alpha$$

$$\text{also}\ \frac{8}{7}\,\alpha^2 + \beta^2 = 1{\cdot}17\,\alpha^2\ \text{also}$$

$$\mu = 0{\cdot}234\,\alpha^2\,.\,\frac{q}{g}$$

und wegen $\alpha = 1{\cdot}067\,a$

$$\mu = 0{\cdot}2663\,a^2\,.\,\frac{q}{g} = \frac{4}{15}\,a^2\,.\,\frac{q}{g} \quad . \quad . \quad . \quad (224)$$

Für einen ungleicharmigen Balancier, dessen beide Hälften die Längen a und b und die Gewichte q, q_1 besitzen, ist nahe genug

$$\mu = \frac{4}{15\,g}\,(a^2\,q + b^2\,q_1)$$

oder wenn Q das Gesammtgewicht des Balanciers ist, und annähernd

$$q = \frac{a}{a+b}\,Q, \quad q_1 = \frac{b}{a+b}\,Q$$

gesetzt werden kann:

$$\mu = \frac{4\,Q}{15\,g\,(a+b)}\,(a^3 + b^3)$$

$$\mu = \frac{4}{15} \cdot \frac{Q}{g} \cdot \frac{a^3}{a+b}\left[1 + \left(\frac{b}{a}\right)^3\right] \quad . \quad . \quad (225)$$

Da $\frac{Q}{g}$ die Masse M des Balanciers ist, so ist die in (220) mit x bezeichnete Grösse

$$x = \frac{4}{15}\,\frac{a^3}{a+b}\left[1 + \left(\frac{b}{a}\right)^3\right]$$

und man erhält durch Substitution in (220) unter gleichzeitiger Beachtung des Gliedes mit K_2 in (214)

$$G\,\xi = Q_0 + \frac{4}{15} \cdot \frac{a}{a+b}\left[1 + \left(\frac{b}{a}\right)^3\right] Q - \frac{b^2}{a^2}\,K_2 \quad (226)$$

Der Werth von K_2 ergibt sich einfach wie folgt:

Das Gewicht $q_1 = \frac{b}{a+b}\,Q$ wirkt nach (222) im Abstand $\frac{3}{7}\,b$, folglich mit dem Moment (d. h. mit der auf die Entfernung 1 reducirten Kraft) $\frac{3}{7}\,\frac{b^2}{a+b}\,Q$. Das Gewicht $q = \frac{a}{a+b}\,Q$ wirkt im Abstand $\frac{3}{7}\,a$, also mit dem Moment $\frac{3}{7}\,\frac{a^2}{a+b}\,Q$ entgegen; es bleibt also wirksam im Halbmesser 1 die Kraft:

$$\frac{3}{7}\,\frac{Q}{a+b}\,(b^2 - a^2) = \frac{3}{7}\,Q\,(b - a)$$

folglich im Halbmesser b die Kraft

$$K_2 = \frac{3}{7}\left(\frac{b-a}{b}\right) Q = \frac{3}{7}\left(1 - \frac{a}{b}\right) Q \quad (227)$$

führt man diesen Werth in (226) ein, und setzt zur Abkürzung das Verhältniss (grösser als Eins)

$$\frac{b}{a} = \nu \quad . \quad . \quad . \quad (228)$$

so folgt $$G\,\xi = Q_0 + \left[\frac{4}{15}\left(\frac{1+\nu^3}{1+\nu}\right) - \frac{3}{7}\,\nu\,(\nu - 1)\right] Q \quad (229)$$

Ist $a = b$, so folgt

$$G\,\xi = Q_0 + \frac{4}{15}\,Q \qquad \ldots \quad (230)$$

Hiermit sind für directwirkende Maschinen die in (218) erscheinenden Grössen ξ und K_2 durch einfache Näherungsgleichungen bestimmt.

Nun ist es leicht diese Grössen auch für Balanciermaschinen zu bestimmen, deren ungleicharmiger Hauptbalancier auf der Gestängseite die Armlänge a_1 und auf der Maschinenseite die Armlänge b_1 und das Gesammtgewicht Q_1, und deren Maschinenkolben sammt Kolbenstange das Gewicht Q_2 besitzt.

Das Trägheitsmoment des Balanciers

$$\mu_1 = x_1\,\frac{Q_1}{g} = \frac{4}{15}\,\frac{Q_1}{g}.\frac{a_1^{\,3}}{a_1 + b_1}\left[1 + \left(\frac{b_1}{a_1}\right)^3\right]$$

liefert, auf das Gestänge reducirt, die Masse $\frac{\mu_1}{a_1^{\,2}}$, diese auf die Entfernung 1 vom Drehungspunkt des Contrebalanciers reducirt, gibt die Masse $\frac{a^2}{a_1^{\,2}}\,\mu_1$, und diese auf die Entfernung b reducirt, gibt einen Bestandtheil von M_2 im Betrage von $\frac{a^2}{b^2}\,\frac{\mu_1}{a_1^{\,2}}$ also in der Gleichung (214) einen Bestandtheil von $\xi\,G$ im Betrage von

$$\frac{\mu_1}{a_1^{\,2}}\,g = \frac{4}{15}\,Q_1\,.\,\frac{a_1}{a_1 + b_1}\left[1 + \left(\frac{b_1}{a_1}\right)^3\right]$$

ganz analog dem ähnlichen Ausdruck in (226). Desgleichen liefert der Balancier einen Bestandtheil von K_2. Die Ueberwucht der langen Seite wirkt nämlich nach (227) im Halbmesser b_1 mit einer Kraft $= \frac{3}{7}\left(1 - \frac{a_1}{b_1}\right) Q_1$, folglich am Gestänge mit

$$\frac{3}{7}\,\frac{b_1}{a_1}\left(1 - \frac{a_1}{b_1}\right) Q_1 = \frac{3}{7}\left(\frac{b_1}{a_1} - 1\right) Q_1$$

und am Gegengewicht mit

$$\frac{3}{7}\,\frac{a}{b}\left(\frac{b_1}{a_1} - 1\right) Q_1 \qquad \ldots \quad (231)$$

Dieser Bestandtheil von K_2 gibt in $\xi\,G$ ein negatives Glied in dem numerischen Betrag von

$$\frac{3}{7}\,\frac{b}{a}\left(\frac{b_1}{a_1} - 1\right) Q_1$$

Bezeichnet man demnach, analog der Gleichung (228) das Verhältniss $\frac{b_1}{a_1}$ mit ν_1, so liefert der Hauptbalancier in dem Ausdruck für $G\,\xi$ die zwei Glieder:

$$\left[\frac{4}{15}\left(\frac{1+\nu_1^3}{1+\nu_1}\right)-\frac{3}{7}\,\nu\,(\nu_1-1)\right]Q_1 \qquad (232)$$

Für $\nu_1 = \nu = 1{\cdot}88$ würde dieser Ausdruck gleich Null. Die Masse des Balanciers wäre dann ohne Einfluss auf den Werth der Gestängüberwucht G_1 in Gleichung (217), wohl aber bleibt der Balancier mit seinem in (231) berechneten Bestandtheil von K_2 von Einfluss auf das Gegengewicht G_2 in Gleichung (218).

Ist der Balancier hingegen gleicharmig, also $\nu_1 = 1$, so liefert er in $G\,\xi$ das Glied $\frac{4}{15}\,Q_1$ oder in ξ das Glied

$$+\frac{4}{15}\,\frac{Q_1}{G} \quad . \quad . \quad . \quad (233)$$

wirkt also, wie natürlich auf die nothwendige Gestängüberwucht G_1 verkleinernd ein.

Hiedurch sind Anhaltspunkte genug gegeben, um den Einfluss des Balanciers auch nur schätzungsweise in Rechnung zu ziehen.

Der Maschinenkolben vom Gewicht Q_2 liefert, auf das Gestäng reducirt, die Masse $\frac{b_1^2}{a_1^2}\,\frac{Q_2}{g}$, und auf das Gegengewicht reducirt einen Bestandtheil von M_2 im Betrage von

$$\frac{a^2}{b^2}\cdot\frac{b_1^2}{a_1^2}\,\frac{Q_2}{g}$$

also einen Bestandtheil von $\xi\,G$:

$$\frac{b_1^2}{a_1^2}\,Q_2$$

Zugleich liefert er einen Bestandtheil von K_2 im Betrage von

$$\frac{a}{b}\cdot\frac{b_1}{a_1}\,Q_2, \quad . \quad . \quad . \quad (234)$$

folglich ein negatives Glied in $\xi\,G$ mit dem numerischen Werth $\frac{b}{a}\cdot\frac{b_1}{a_1}\cdot Q_2$. Von Seite des Maschinenkolbens enthält also $G\,\xi$ die

2 Glieder: $\frac{b_1^2}{a_1^2} Q_2 - \frac{b}{a} \frac{b_1}{a_1} . Q_2 = \frac{b_1}{a_1} \left(\frac{b_1}{a_1} - \frac{b}{a}\right) Q_2$ . . (235)

Diese heben sich genau auf, sobald

$$\frac{b_1}{a_1} = \frac{b}{a}$$

ist, d. h. sobald die Hebelsarme beider Balanciers in gleichem Verhältniss stehen, wie diess bei den Bleiberger-Maschinen der Fall ist. Hier ist also der Maschinenkolben ohne Einfluss auf die nothwendige Gestängüberwucht G_1, wohl aber verringert er das Gegengewicht G_2 um dem vollen Betrag seines Gewichtes Q_2. In ähnlicher Weise kann der Einfluss anderer Massen beurtheilt werden.

Gehen wir nun auf die direct wirkenden Maschinen mit gleicharmigem Balancier also $K_2 = 0$ zurück, so schätzen wir in Gleichung (230)

$$Q_0 + \frac{4}{15} Q = 0{\cdot}2\ G \text{ also } \xi = 0{\cdot}2$$

Nehmen wir in Voraussetzung weiter Druckventile und Steigröhren $\frac{fp}{k} = \frac{4}{3}$, $C = 2^m$ also $\mathfrak{H} = 0{\cdot}204^m$ endlich noch $s = 3^m$ an, so folgt aus (217)

$$G_1 = \frac{G}{2} \left[\frac{4}{3} \cdot \frac{3}{0{\cdot}204} \mathfrak{B} - 1 - 0{\cdot}2\right]$$

$$G_1 = \frac{G}{2} (1{\cdot}96\, \mathfrak{B} - 1{\cdot}2) = G\,(9{\cdot}8\, \mathfrak{B} - 0{\cdot}6) \quad (236)$$

Hiemit folgt

Bei 2 facher	Expansion	$G_1 = 0{\cdot}596\ G,$	$G + G_1 = 1{\cdot}596\ G$
3 „	„	1·448	2·448
4 „	„	1·938	2·938
5 „	„	2·252	3·252
6 „	„	2·467	3·467
8 „	„	2·742	3·742
10 „	„	2·889	3·889

Um also mit 2facher Expansion arbeiten zu können, muss das Gestänge 1·6 mal so schwer sein, als für den Betrieb ohne Expansion erforderlich wäre. Fünffache Expansion erfordert schon ein $3^1/_4$fach so schweres, zehnfache aber doch nur ein

3·9 fach so schweres Gestänge. Es erscheint daher wirklich gerechtfertigt, dass man entweder bei halber Füllung stehen bleibt, um nicht in die Schwierigkeiten zu gerathen, die die Anbringung so riesiger Massen nach sich zieht, oder aber dass, wenn man sich schon einmal zur Anbringung solcher entschliesst, gleich lieber sehr starke Expansion angewendet wird, damit der Vortheil doch sicherer die Nachtheile aufwiege. Mittlere Expansionsgrade, von $^1/_3$ bis $^1/_5$ Füllung ziehen die grossen Kosten des schweren Gestänges nach sich, ohne noch den vollen Nutzen der möglichen Expansion zu gewähren. Da, wie Versuche zeigen, bei den grossen einfach wirkenden Maschinen die schädlichen Widerstände fast unglaublich weit herab gebracht werden können, so ist es allerdings möglich, dass man selbst auf 8 und 10 fache Expansion mit Vortheil gehen könne.

Es wäre noch zu zeigen, wie man die hier vorgetragene Theorie auf den wohl selten vorkommenden Fall einer Maschine mit Expansion ohne Condensation und ohne Dampfhemd anzuwenden habe.

Denken wir uns in diesem Fall die Vorderdampfspannung wie in §. 42 $p' = q + 1$ gesetzt, so erhalten wir statt (181) u. s. w.

$$p_m = k + w_a + r_a + p' = k + w_a + r_a + q + 1$$
$$p_m - 1 = k + w_a + r_a + q = w_n + r_n + u + w_a + r_a + q$$
$$= (w_a + w_n) + (r_a + r_n + q + u)$$
$$= (1 + \lambda)(w_a + w_n)$$

und nach (163)

$$\left.\begin{aligned} O &= 0{\cdot}0968 \left(\frac{1+\lambda}{p_m - 1}\right) \Sigma\,(A\ H) \\ p_m &= f\,p \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (237)$$

Ferner beim Gestängaufgang während des Weges x, nach welchem die Maximalgeschwindigkeit C besteht:

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{A}\ O\ p s\ \varphi \text{ wie in } (207);$$

hingegen die consumirte Wirkung

$$\mathfrak{w} = \mathfrak{A}\ O\,(k + w_a + r_a + q + 1)\,x$$

d. i. abermals

$$\mathfrak{w} = \mathfrak{A}\ O\ p_m\ x = \mathfrak{A}\ O\ fp\ x \text{ und}$$

$$\mathfrak{W} - \mathfrak{w} = \mathfrak{A}\ O\ p\ f s \left(\frac{\varphi}{f} - \frac{x}{s}\right) = \frac{G}{k} \cdot \mathfrak{V} \cdot fp\ s$$

wie in (210). Es bleiben daher auch die Gleichungen (216) und (217) unverändert in Kraft.

Um eine Anwendung dieser Gleichungen auf eine Maschine ohne Condensation zu zeigen, wollen wir uns die Frage stellen, nach welchem Theil $\frac{s_1}{s}$ des Weges s die Absperrung bei der Maschine am St. Antoine-Schacht äussersten Falls erfolgen dürfte, wenn das Auslassventil nicht gleichzeitig mit dem Einlassventil, sondern erst am Ende des Hubes geschlossen würde,

Wir haben bei Versuch Nr. 5 gegeben:

$\frac{b}{a} = 1$, $K_2 = 0$, $G = 9092$ Kilo, $G_2 = G_1 = 13000$ Kilo, p somit jetzt $p_m = fp = 1{\cdot}9286$, $k = 0{\cdot}5013$, $s = 2{\cdot}8$ und können annehmen

$$\xi = 0{\cdot}2, \quad \mathfrak{H} = 0{\cdot}2$$

Hiemit folgt aus (217):

$$13000 = \frac{9092}{2}\left[\mathfrak{B} . \frac{1{\cdot}9286}{0{\cdot}5013} . \frac{2{\cdot}8}{0{\cdot}2} - 1{\cdot}2\right]$$

$$2{\cdot}86 = 53{\cdot}86\,\mathfrak{B} - 1{\cdot}2$$

$$\mathfrak{B} = 0{\cdot}0754$$

Da nun nach der Tabelle für $\mathfrak{B}$:

$$\text{für } \frac{s_1}{s} = 0{\cdot}667, \quad \mathfrak{B} = 0{\cdot}057$$

$$\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}600, \quad \mathfrak{B} = 0{\cdot}079$$

ist, so folgt, dass ohne sonstige Aenderung an der Maschine als nur allein durch Offenhaltung des Auslassventils, die Absperrung gleich etwas über 0·6 des Hubes erfolgen könnte, ohne dass die Maximalgeschwindigkeit beim Aufgang 2 Meter übersteigen würde.

Diess Beispiel zeigt vielleicht besser als alle anderen die grosse Bequemlichkeit, mit welcher nach der vorliegenden Theorie sich alle Fragen beantworten lassen.

Behufs Anwendung der Theorie auf praktische Probleme, handelt es sich noch um die nöthigen Erfahrungsdaten, insbesondere über λ, r_a, r_n. Diese wollen wir uns nun zu verschaffen suchen.

§. 47.

Erfahrungen über einfachwirkende Expansionsmaschinen.

I. Die zur Wasserversorgung des östlichen Theils von London von Wicksteed erbaute einfachwirkende Balancier-Maschine zu Oldford hat nach de Pambour's Werk (übersetzt von Crelle) folgende aus dem preussischen ins Metermass übertragene Dimensionen:

Kolbendurchmesser	$D = 2{\cdot}033^m$
Wirksame Kolbenfläche	$O = 3{\cdot}238$ □ Meter
Druck einer Atmosphäre auf die Kolbenfläche	$\mathfrak{A}\,O = 33461$ Kil.
Kolbenweg	$s = 3{\cdot}046^m$
Schädlicher Raum geschätzt	$m = 0{\cdot}05$
Wirksames Gestänggewicht	$G = 25080$ Kil.

$$k = \frac{G}{\mathfrak{A}\,O} = 0{\cdot}7495 \text{ Atmosph.*)}$$

Nutzlast der Hubpumpe $w_a = 0{\cdot}0557$ Atm.

Nutzlast der Druckpumpe $w_n = 0{\cdot}6973$ „

somit $w_n = 0{\cdot}93\,k$

Gesammte Ladung der Maschine

$$w_a + w_n = 0{\cdot}7530 \text{ Atm.}$$

Nutzeffect bei einem Spiel

$$\mathfrak{A}\,O\,(w_a + w_n)\,s = 76751 \text{ Kilogramm-Meter}$$

Es wurden durch Wicksteed folgende Versuchsergebnisse festgestellt:

Widerstände bei 7 Spielen in der Minute ($0{\cdot}7^m$ mittlere Geschwindigkeit)

a) Beim Gestängaufgang, oder beim wirksamen Niedergang des Dampfkolbens:

---

*) 1 Pfd. preuss. pr. □' entspricht 0·00045948 Atm. und 1 Pfd. pr. □'' entspricht 0·066164 Atm.

Spannung des mit dem Condensator in Verbindung stehenden Vorderdampfes . . . $q = 0{\cdot}04963$

Reibungsspannung 0·01257

Wegen Luftpumpe 0·00794

Wegen Kaltwasserpumpe 0·00251

zusammen $r_a = 0{\cdot}02302$

$$q + r_a = 0{\cdot}07265$$

b) Beim Gestängniedergang

die Differenz aus $k = 0{\cdot}74950$

und $w_n = 0{\cdot}69730$

bleibt $(u + r_n) = 0{\cdot}05220$

worunter sich 0·00007 Atm. wegen der Speisepumpe befinden.

Es ist also

$$q + u + r_a + r_n = \lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}12485$$

$$\text{und } \lambda = \frac{0{\cdot}12485}{0{\cdot}753} = 0{\cdot}1658$$

also beträgt die Summe der Widerstände nur ungefähr $1/6$ der gesammten Nutzlast, was wohl als Maximum angesehen werden kann. [Schätzt man $r_n = 0{\cdot}025$, $u = 0{\cdot}0272$, so ist

$$r_a + r_n = 0{\cdot}05\,(w_a + w_n)].$$

Mit 1 Kil. Kohle wurde 9·493 Kil. Wasser verdampft oder pr. 1 Kil. Speisewasser 0·10534 Kil. Steinkohle bester Qualität gebraucht, was der Relation

$$\mathfrak{S} = 3600 \,.\, 0{\cdot}10534\, S = 361{\cdot}2\, S$$

entspricht. (Wir rechnen sonst immer $\mathfrak{S} = 520\, S$.)

Resultate der angestellten Versuche.

Nr. des Versuchs.	Dauer des Versuchs.	Absoluter Dampfdruck im Kessel.	Füllungsgrad.	Wirksamer Kolbenweg ns pr. Minute.	Hieraus hier berechnete Zahl d. Spiele.	Gewicht d. pr. 1 Min. verbrauchten Speisew.	Nutzleistung pr. 1 Min. $(W_a + W_n)\, ns$.	Effect pr. Sec. $= N$	Effect pr. 1 Kil. Speisewasser $= \frac{N}{S}$	Steinkohlenverb. pr. Pferdekr. u. Stunde.
Nr.	Stunden	Atm.	$\frac{s_1}{s}$	Meter	n	$60\,S$ Kilogr.	Kilogr. Meter	Pferdekraft		Kilo
1	96	2·07	0·603	18·39	6·036	20·61	463270	102·9	299·8	1·265
2	144	2·35	0·477	22·55	7·401	21·61	568000	126·2	350·4	1·082
3	168	2·90	0·397	19·18	6·296	17·68	483180	107·4	364·3	1·041
4	154¼	3·10	0·352	19·57	6·423	17·42	492990	109·6	377·4	1·006
5	117½	3·51	0·313	21·29	6·988	17·32	536300	119·2	412·9	0·918

Die Spannung im Cylinder in der Volldruckperiode ist nicht angegeben, jene bei Beginn des Gestängniedergangs betrug 0·457 Atmosphären und die Spannung des comprimirten Dampfes am Ende des Niedergangs 0·589 Atmosphären, woraus Pambour den Abschluss des Gleichgewichtventils als nach 0·985 des Kolbenschubes erfolgend berechnet. Hieraus geht entschieden hervor, dass der Gestängniedergang viel langsamer erfolgte als der Aufgang; vielleicht jener mit $0·4^m$, dieser mit 1 Meter mittlerer Geschwindigkeit.

Die mittlere Cylinderspannung beim Gestängaufgang berechnet sich folgender Massen:

Gestänglast	$k = 0·74950$
Hubpumpenwiderstand	$w_a = 0·05570$
Passive Widerstände	$q + r_a = 0·07265$
In Summe	$p_m = fp = 0·87785$

Wirkungsgrad beim Aufgang

$$\frac{k + w_\mu}{p_m} = 0·92,$$

beim Niedergang $$\frac{w_n}{k} = 0·93.$$

Der Cylinder ist mit Dampfheizung versehen. —

Wir wollen an diesen Angaben unsere Theorie in der Weise erproben, dass wir aus dem Dampfverbrauch nach Formel (197) das specifische Gewicht des idealen Volldruckdampfes $\sigma = \frac{60\, S}{n\, O\, s}\left(\frac{s}{s_1}\right)$ berechnen, aus der Dampftabelle seine Spannung p suchen, und nach Formel (190) den dem Füllungsgrad $\frac{s_1}{s}$ entsprechenden Werth von f berechnen, den wir auch einfach einer graphischen Darstellung der in §. 44 angegebenen Tabelle für f entnehmen könnten. Das Product fp sollte in allen 5 Fällen gleich dem oben angegebenen Werth $p_m = 0·87785$ der mittleren Cylinderspannung sein. Ziehen wir aber von jedem berechneten Einzelwerth von $p_m = fp$ die Summe der 4 passiven Widerstände $q + u + r_a + r_n = 0·07265 + 0·05220 = 0·12485$, wofür 0·125 Atmosphären ab, so sollte uns überall $(w_a + w_n) = 0·753$ bleiben, und die aus den Einzelwerthen von $(w_a + w_n)$ be-

rechneten Leistungen

$$N = \frac{\mathfrak{A}\, O\, (w_a + w_n)\, n\, s}{60\,.\,75} \text{ Pferdekraft}$$

sollten mit den in obiger Tabelle angegebenen Stärken der Maschine übereinstimmen. In wie weit eine solche Uebereinstimmung besteht, zeigt nachfolgende Tabelle.

Versuch	Füllungsgrad	Specifisches Gewicht σ des idealen Dampfes	Ideale Volldruckspannung p	f	fp	$w_a + w_n$	N	Beobachteter Effect N	Der berechnete Werth ist zu gross um	Ausgeglichene Fehler
Nr.	$\frac{s_1}{s}$	Kilogr.	Atm.	Zahl	Atmosphären		Pferdekraft			
1	0·603	0·5740	0·972	0·8744	0·850	0·725	99·1	102·9	— 3·8	— 1·3
2	0·477	0·6208	1·057	0·7842	0·829	0·704	118·0	126·2	— 8·2	— 5·7
3	0·397	0·7174	1·237	0·7121	0·881	0·756	107·8	107·4	+ 0·4	+ 2·9
4	0·352	0·7633	1·323	0·6659	0·881	0·756	110·0	109·6	+ 0·4	+ 2·9
5	0·313	0·8028	1·398	0·6221	0·870	0·745	117·9	119·2	— 1·3	+ 1·2
				Mittel	0·8622	0·7372			— 2·5	0
				Beobachtet	0·8778	0·7530				

Wir entnehmen hieraus, dass zwar im Ganzen die Uebereinstimmung eine dem Praktiker genügende genannt werden dürfe, aber sich doch zu erkennen gibt, dass die wirkliche Leistung durchschnittlich um $2^1/_2$ Pferdekraft, oder um 2% grösser war als unsere Rechnung sie ergab. Wenn es gestattet ist aus so mässigen Abweichungen einen Schluss zu ziehen, so wäre es der, dass die Dampfheizung bei der vorliegenden Maschine, und insbesondere bei den niedrigen Expansionsgraden, wirksamer ist, als durch unsere Hypothese (198) ausgedrückt wird. Diese bedeutende Wirksamkeit der Dampfheizung können wir aber nicht als normal, sondern nur als Maximum ansehen, darauf beruhend, dass die Cylinderspannung sehr bedeutend kleiner ist, als die Spannung des Kessel- und Heizdampfes, also der Temperaturunterschied, von dem der Durchgang der Wärme abhängt, aussergewöhnlich gross ist. Hiervon überzeugt man sich, wenn man nach Formel (194) die

wirklichen specifischen Gewichte σ_0 des Volldruckdampfes berechnet, wobei das den Dampfverlust ausdrückende Glied wegen der bedeutenden Aufgangsgeschwindigkeit und wegen der kleinen Pausen nur mit $\frac{0 \cdot 15}{D}$ in Rechnung gezogen werden kann. Demnach ist:

$$60\ S = 1 \cdot 05\ n\ O\ s\ \left(\frac{s_1}{s} + 0 \cdot 03\right)\left(1 + \frac{0 \cdot 15}{D}\right)\sigma_0$$

$$\sigma_0 = \frac{60\ S}{11 \cdot 12\left(\frac{s_1}{s} + 0 \cdot 03\right) n}$$

Man findet:

Versuch	Absolute Kesselspannung P	σ_0	Wirkliche Cylinderspannung p_0	$\frac{p_0}{P}$
Nr.	Atm.	Kil.	Atmosphären	Zahl
1	2·07	0·485	0·812	0·39
2	2·35	0·518	0·872	0·37
3	2·90	0·591	1·004	0·35
4	3·10	0·639	1·093	0·35
5	2·51	0·650	1·113	0.32
			Durchschnittlich	0·356

Hieraus ist zu entnehmen, dass der Heizdampf durchschnittlich um 30 Grade wärmer war, als der Cylinderdampf in der Volldruckperiode, was jedenfalls sehr wichtig für die Wirksamkeit des Dampfhemdes, aber doch nicht normal ist.

Vergleichen wir die wirkliche Cylinderspannung p_0 mit der aus $fp = 0 \cdot 87785$ berechneten idealen Cylinderspannung

$$p = \frac{0 \cdot 87785}{f}$$

welche bestehen müsste, wenn die gleiche Nutzleistung ohne Dampfhemd erzielt werden sollte, so finden wir:

Nr.	f	p	p_0	$\frac{p_0}{p}$
1	0·8744	1·004	0·812	0·809
2	0·7842	1·119	0·872	0·779
3	0·7121	1·233	1·004	0·814
4	0·6659	1·318	1·093	0·829
5	0·6221	1·411	1·113	0·789
			Mittel	0·804

Bei dieser Maschine war also die die Leistung bestimmende ideale Spannung p durchschnittlich

$$p = \frac{p_0}{0 \cdot 804} = 1 \cdot 244\, p_0$$

d. h. die Leistung des Hinterdampfes war um $24\frac{1}{2}\%$ grösser, als sie bei gleicher Cylinderspannung p_0 ohne Dampfhemd gewesen wäre. In der Regel wird dieser Unterschied nicht so gross sein, weil die Kesselspannung P fast immer kleiner als $\frac{p_0}{0 \cdot 356} = 2 \cdot 8\, p_0$ sein wird.

Die Maximalgeschwindigkeit können wir leider nicht berechnen, da uns die betreffenden Angaben, besonders über den Contrebalancier fehlen.

II. Andere schätzbare Daten finden wir über die beiden Wasserhaltungs-Balancier-Maschinen in Bleiberg bei Aachen.*)

Jede derselben arbeitet wirklich mit 240 Pferdekraft Nutzleistung und bethätiget 2 Druckpumpen von zusammen 58^m Druckhöhe, und eine Hubpumpe von 2^m Saug- und 18^m Hubhöhe. Der Pumpenkolbendurchmesser ist durchaus $= 1^m$, der Kolbenquerschnitt also 0·7854 Quadr.-Meter. Das Pumpengestänge der Hubpumpe misst $0 \cdot 38^m$ im Quadrat, also ist $\alpha_0 = 0 \cdot 1444$. Der Hub von $s = 2 \cdot 86$ Meter wird in 2·7 Secunden, also mit $1 \cdot 056^m$ mittlerer Geschwindigkeit zurückgelegt.

Die Maschine arbeitet mit Condensation und 5facher Expansion, besitzt Dampfheizung, und hat einen Durchmesser von

*) Portefeuille de John-Cockerill.

2·67^m also ist $\frac{D^2\pi}{4} = 5·599$

Hiervon ab auf die Kolbenstange 0·042

bleibt wirksame Kolbenfläche 5·557

Die Maschine hat aber 3·66 Meter Hub, indem der Balancierarm auf der Maschinenseite 6·3^m, jener auf der Gestängseite nur 4·923 misst, also im Verhältniss 1·28:1 kürzer ist. Die auf den Gestänghub von $s = 2·86$ reducirte Kolbenfläche ist also

$$O = 5·557 \cdot \frac{3·66}{2·86} = 7·1113$$

Der Druck einer Atmosphäre auf diese Fläche ist $\mathfrak{A}\, O =$ 73490 Kil. Der nützliche Widerstand beim Gestängaufgang beträgt nach (157)

$$W_a = (0·7854 \cdot 2 + 0·6410 \cdot 18)\,\gamma = 13109^k$$

jener beim Gestängniedergang

$$W_n = (0·1444 \cdot 18 + 0·7854 \cdot 58)\,\gamma = 48152^k$$

$$\text{In Summe } W_a + W_n = \gamma\,\Sigma(A\,H) = 61261^k$$

Die Nutzleistung der Maschine pr. einem Spiel beträgt mithin 61261 × 2·86 = 175206 Kilogr. Meter. Aus der gehobenen Wassermenge berechnet sich dieselbe nur mit 161069^{km}, mithin gehen durch den Wasserverlust der Pumpen 8% verloren.

Die Maschine vermag, wenn sie ohne Pausen arbeitet, 7 Spiele pr. Minute zu machen. Dann ist ihr Effect $= \frac{7·175206^{km}}{60}$ $= 273$ Pferdekraft. Da der Aufgang bei 7 Spielen 19 Sec. consumirt, so ergibt sich für den Niedergang eine Geschwindigkeit von $\frac{7 \cdot 2·86}{40} = 0·5$ Meter.

Die den nützlichen Widerständen entsprechenden Spannungen sind:

$$w_a = \frac{W_a}{\mathfrak{A}\,O} = \frac{13109}{73490} = 0·1784 \text{ Atm.}$$

$$w_n = \frac{W_n}{\mathfrak{A}\,O} = \frac{48152}{73490} = 0·6552 \quad ,,$$

$$w_a + w_n = 0·8336 \text{ Atm.}$$

Die Dampfspannung im Cylinder wurde durch einen Indicator bestimmt, und betrug:

Zu Anfang des Kolbenhubs 2.44 Kil. pr. □^cm oder 2·361 Atm.
nach $^1/_{20}$ desselben 2·390 „
unmittelbar vor der Absperrung, d. i. nach $^1/_5$ des Kolbenwegs 2·081 „
und im Durchschnitt während der Volldruckperiode $p_0 = 2·265$ „
am Ende des Kolbenwegs 0·523 „
und im Durchschnitt während des ganzen wirksamen Kolbenlaufs $p_m = fp = 1·229$ „
Beim Gestängniedergang, oder beim Aufgang des Kolbens zeigte sich die Spannung vor demselben bis $^4/_5$ des Hubs fast constant $= 0·503$ Atm. und stieg im letzten Fünftel nach Abschluss des Gleichgewichtsventils auf 1·258 Atm.

Aus diesen Angaben finden wir zunächst die ideale Volldruckspannung

$$p = \frac{p_m}{f} = \frac{1·229}{f}$$

welche bestehen müsste, um mit einer Maschine ohne Dampfheizung denselben Effect zu erzielen, welchen die gegebene Maschine unter dem Einfluss der Dampfheizung wirklich gewährt, wegen $f = 0·4761$ (nach Tabelle) $p = 2·581$ Atm. Da nun die wirkliche Volldruckspannung $p_0 = 2·265$ ist, so ist bei dieser Maschine $p_0 = 0·878\ p$, während wir bei der Oldforder Maschine im Durchschnitt $p_0 = 0·804\ p$ fanden. Da aber bei der Bleistädter Maschine der Volldruckdampf 125° Temperatur und der Kesseldampf wohl nicht mehr als 140° ($3^1/_2$ Atm. absolut) besitzen wird, so haben wir hier nur 15° statt 30° Temperaturdifferenz, was den verminderten Einfluss der Dampfheizung hinlänglich erklärt. Hätte die Bleiberger Maschine nicht viel stärkere Expansion als die Oldforder, so wäre p_0 sicher noch grösser, etwa $= 0·9\ p$ ausgefallen, aber die starke Expansion erhöht wieder den günstigen Einfluss der Dampfheizung.

Die Summe der schädlichen Widerstände $q + u + r_a + r_n$ ergibt sich aus

$$\lambda(w_a + w_n) = fp - (w_a + w_n) = 1·229 - 0·8336 = 0·3954$$

$$\text{folglich ist unser } \lambda = \frac{0·3954}{0·8336} = 0·486$$

während es bei der Oldforder Maschine nur 0·166 war.

Dieser ungewöhnlich grosse Verlust rührt daher, dass das Gestänggewicht nicht genügend balancirt ist, sondern nach Angabe unserer Quelle um 16897 Kil. oder $\frac{16897}{73490} = 0 \cdot 2300$ Atm. schwerer ist, als für den Betrieb der Pumpen nöthig wäre. Den Grund, weshalb das Gegengewicht nicht entsprechend vermehrt, und dafür mit kleinerer Dampfspannung gearbeitet wird, konnte ich in der Mittheilung nicht auffinden.

Diese Thatsache bedingt aber eine Bremsung des Gestängs beim Niedergang durch einen genügend hohen Dampfspannungsüberschuss ober dem aufwärtsgehenden Kolben, bewirkt durch Beschränkung des Hubes des Gleichgewichtsventils. Statt des normalen Spannungsunterschiedes $u = 0 \cdot 02$ werden wir daher denselben um 0·23 Atm. grösser, folglich $u = 0 \cdot 25$ erhalten, und wäre dieser Umstand nicht, so wäre

$$\lambda (w_a + w_n) = 0 \cdot 3954 - 0 \cdot 23 = 0 \cdot 1654$$

$\lambda = \frac{0 \cdot 1654}{0 \cdot 8336} = 0 \cdot 198$ also die Summe der Widerstände ungefähr $\frac{1}{5}$ der Nutzlast, was wir als normalmässig ansehen können.*)

Da die wirkliche Spannung vor dem Kolben beim Auf-

*) Anmerkung. Ich kann jedoch nicht verhehlen, dass ich nicht überzeugt bin, dass die Maschine auch bei Contrebalancirung jener angeblichen Ueberwucht von 16897 Kil. (wofür pag. 216 nur 14662 Kil. angenommen ist) wirklich in Betrieb erhalten werden könnte, und das desshalb, weil die Druckpumpen nicht einfache Tellerventile, sondern Haubenventile mit Doppelsitz besitzen. Wenn ein solches nicht durch eine äussere Kraft bethätigtes, sondern selbstwirkendes Doppelsitzventil wirklich genau auf beiden Sitzen zugleich passt, was aber freilich nicht leicht, und auch hier nicht der Fall ist, wie der 8% Wasserverlust beweist, so bedarf es einer bedeutend höheren Spannung des unter dem geschlossenen Druckventil befindlichen Wassers, um das Ventil aufzuheben, weil die Unterfläche um die Fläche beider Sitze kleiner ist als die Oberfläche, während bei einem einfachen Tellerventil dieser Unterschied zwischen Unter- und Oberfläche nur gleich der Fläche des einfachen Sitzes ist. Vielleicht sind jene 16897 Kil. zur Aufhebung der Druckventile unentbehrlich, und die Bremsung durch das Gleichgewichtsventil nur nöthig, damit diese nach der Ventilerhebung frei auf Beschleunigung wirkende Ueberwucht durch den künstlichen mit dem Quadrat der Geschwindigkeit wachsenden Widerstand gebremst, keine zu grosse Niedergangsgeschwindigkeit hervorrufe.

gang desselben (Gestängniedergang) 0·503 Atm. beträgt, so ergibt sich die Spannung unter demselben

$$0{\cdot}503 - u = 0{\cdot}503 - 0{\cdot}25 = 0{\cdot}253,$$

eine Spannung, die nach Abschluss des Gleichgewichtsventils durch Expansion im letzten Fünftel des Kolbenaufgangs noch weiters nach dem Diagramm auf circa 0·2 Atm. sinkt. Obwohl diese Spannung selbst geringer ist, als bei der Oldforder Maschine, so ist die Condensatorspannung dennoch höher als dort, wo sie nicht einmal 0·05 Atm. beträgt; sie ergibt sich hier aus den angegebenen Daten $= 0{\cdot}074$ Atm. Wir schätzen deshalb die Vorderdampfspannung q beim wirksamen Kolbenniedergang mit Rücksicht auf die 1·35 Meter betragende mittlere Geschwindigkeit des Kolbens um 0·03 Atm. höher als jene im Condensator, also mit $q = 0{\cdot}104$. Zieht man die Summe

$$q + u = 0{\cdot}104 + 0{\cdot}25 = 0{\cdot}354$$

ab, von der Summe der Widerstände $\lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}3954$
so bleibt $r_a + r_n = 0{\cdot}0414$
nahe $= 0{\cdot}05\,(w_a + w_n)$, wie es auch bei der Oldforder Maschine muthmasslich der Fall sein wird, und wir können mit Rücksicht auf den Umstand, dass die Steigröhren der Druckpumpen sogar noch etwas mehr als einen Meter Durchmesser haben ($1{\cdot}1^m$), und die Niedergangsgeschwindigkeit des Gestänges noch mässig ist, während die Aufgangsgeschwindigkeit, also der hydraulische Widerstand der mächtigen Hubpumpe verhältnissmässig gross ist, ferner mit Rücksicht auf die beim Gestängaufgang bewegten Maschinenpumpen, jene Summe so vertheilen:

$$\left.\begin{aligned} r_a &= 0{\cdot}0300 \\ r_n &= 0{\cdot}0114 \end{aligned}\right\}$$

Hiermit finden wir nun:

$fp = 1{\cdot}2290$	
$w_a = 0{\cdot}1784$	$w_n = 0{\cdot}6552$
$r_a = 0{\cdot}0300$	$r_n = 0{\cdot}0114$
$q = 0{\cdot}1040$	$u = 0{\cdot}2500$
Summe $= 0{\cdot}3124$	
bleibt $k = 0{\cdot}9166$	$k = 0{\cdot}9166$

folglich das wirksame Gestänggewicht

$$G = \mathfrak{A}\,O\,k = 67360 \text{ Kilogramm.}$$

Nun wird aber das Gestänge aufwärts getrieben:

Durch ein Gegengewicht von $G_2 = 73000$ Kilo, welches aber an $\frac{6 \cdot 68}{5 \cdot 22} = 1 \cdot 28$ fachem Hebelsarm wirkt; ferner durch folgende auf den Angriffspunkt von G_2 reducirte Kräfte;

durch das Gewicht des Maschinenkolbens sammt Zugehör im Betrage von 11800 Kilo, ebenfalls in 1·28fachem Hebelsarm		11800 Kil.
Durch die Steuerstange, reducirt auf G_2 mit		1900 „
Durch die Ueberwucht der langen Seite des Hauptbalanciers, reducirt auf G_2 mit		7344 „
In Summe	$K_2 =$	21044 „
Hierzu	$G_2 =$	73000 „
	$G_2 + K_2 =$	94000 „
Multiplicirt mit	$\frac{b}{a} =$	1·28
folgt nach (212) die Ueberwucht des Gestänges	$G_1 =$	120376 „
Hierzu das wirksame Gestänggewicht	$G =$	67360 „
folgt das totale Gestänggewicht	$G + G_1 =$	187736 „
Hiervon ab die Verbindungsstange des Gestängs mit dem Balancier		8600 „
Bleibt für das eigentliche Gestänge sammt Pumpenkolben		179136 „
Unsere Quelle gibt es an mit		179000 „

Es ist also durch die oben vorgenommene naturgemässe Vertheilung der gesammten Widerstandsspannung $\lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}3954$ in ihre 4 Theile q, u, r_a, r_n, die Uebereinstimmung mit der Angabe erzielt worden, und wir dürfen somit auch den hier berechneten Werth $G = 67360$ Kilo als das wahre wirksame Gestänggewicht betrachten. Ziehen wir von demselben den durch künstlichen Dampfdruck gebremsten fast genau $\frac{G}{4}$ betragenden Ueberschuss $= 16897$ Kilo ab, so bleibt beim Gestängniedergang treibend nur 50463 Kilo.

Die Nutzlast beim Gestängniedergang $W_n = 48152$ Kilo beträgt hiernach 95·4%, was den grossen Dimensionen der Druckpumpenventile und Steigröhren und der Vermeidung von Gestängsführungen (da das auf allen 4 Seiten schwer armirte,

an und für sich sehr starke Doppelgestänge keiner solchen mehr bedarf) zu verdanken ist. Das factisch wirksame Gestänggewicht $G = 67360$ ist jedoch $= 1{\cdot}4\ W_n$.

Beim Aufgang ist der mittlere Dampfdruck $\mathfrak{A}\ O\ p_m = 90319$ Kilo, der nützliche Widerstand $G + W_a = 80469$ Kilo, also der statische Effect $= 89{\cdot}1\ \%$.

Wir können nun ferner die Maximalgeschwindigkeit C oder ihre Geschwindigkeitshöhe $\mathfrak{H}$ beim Gestängaufgang nach Formel (216) bestimmen. Es ist bei dieser Maschine das in (214) erscheinende

$$M_2\ g \text{ annähernd} = K_2 = 21044 \text{ Kilo,}$$

also $\xi = 0$,

$$\mathfrak{B} \text{ nach Tabelle} = 0{\cdot}291$$

$$\frac{fp}{k} = \frac{1{\cdot}229}{0{\cdot}9166} = 1{\cdot}341, \quad s = 2{\cdot}86$$

$$\frac{G_1}{G} = \frac{120376}{67360} = 1{\cdot}787, \quad 1 + \frac{b}{a} = 2{\cdot}28$$

also

$$\mathfrak{H} = \frac{0{\cdot}291 \,.\, 1{\cdot}341 \,.\, 2{\cdot}86}{1 + 1{\cdot}787 \,.\, 2{\cdot}28} = 0{\cdot}220$$

$$C = \sqrt{2\, g\, \mathfrak{H}} = \sqrt{2 \,.\, 9{\cdot}81\, \mathfrak{H}} = 2{\cdot}08^m$$

mithin die Maximalgeschwindigkeit reichlich 2 Meter.

Würde man, wie es eigentlich sein sollte, das Gegengewicht so weit vergrössern, dass der (angebliche) Ueberschuss des Gestänggewichts von 16897 Kilo behoben ist, mithin um $\frac{16897}{1{\cdot}28} = 13200$ Kilo, so wäre

$$G = 67360 - 16897 = 50463$$

$$G_1 = 120376 + 16897 = 137273$$

$$k = 0{\cdot}9166 - 0{\cdot}23 = 0{\cdot}6866$$

$$fp = 1{\cdot}2290 - 0{\cdot}23 = 0{\cdot}9990$$

$$\frac{fp}{k} = 1{\cdot}455, \quad \frac{G_1}{G} = 2{\cdot}720$$

$$\mathfrak{H} = \frac{1{\cdot}211}{7{\cdot}203} = 0{\cdot}168, \quad C = 1{\cdot}815^m$$

Die Vermehrung des Gegengewichtes und entsprechende Verminderung der Dampfspannung wäre also, wenn sie wirklich zulässig ist, ohne den Gang der Maschine zu beirren, in jeder

Hinsicht vortheilhaft. (Unsere Quelle berechnet die Maximalgeschwindigkeit in einer unzulässigen Weise auf $C = 1{\cdot}49^m$)

Die Kolbenstellung, bei der die Maximalgeschwindigkeit eintritt, ergibt sich aus der Tabelle für $\frac{x}{s}$ mit

$$\frac{x}{s} = 0{\cdot}391$$

das Diagramm hingegen zeigt, dass die mittlere Pressung fp schon nach $x = 0{\cdot}383\ s$ erreicht wird. Die unbedeutende Differenz hätten wir leicht ganz beseitigen können, wenn wir in Gleichung (208) den numerischen Coëfficienten mit 0·787 statt 0·8, oder, wenn nach Angabe $m = 0{\cdot}1$ angenommen wird, mit 0·767 statt 0·8 bestimmt hätten; allein es dürfte in der Regel die Variation der Volldruckspannung nicht so gross sein, wie speciell bei dieser Maschine, und dann werden jene Annahmen besser passen.

Um uns die ungewöhnliche Mächtigkeit dieser Maschine zu versinnlichen, berechnen wir noch die Leistung derselben während des 2·7 Secunden dauernden Gestängaufgangs.

Diese ist in Pferdekräften:

$$N = \frac{(G + W_a)\ s}{2{\cdot}7\ .\ 75} = \frac{80469\ .\ 2{\cdot}86}{202{\cdot}5} = 1136$$

Die Leistung in der Volldruckperiode, die sich nicht genau bestimmen lässt, weil die Dauer dieser Periode nicht bekannt ist, beträgt daher weit über 1000 Pferdekraft. Die Maximalspannung in der Volldruckperiode tritt nach dem Diagramm nach $^1/_{20}$ des Kolbenwegs ein, und beträgt 3·47 Kil. pr. Quadr.-Centimeter, oder 2·39 Atm. Der Gegendruck mag zu dieser Zeit allerdings noch beträchtlich grösser sein, als der mittlere Gegendruck, den wir mit $q = 0{\cdot}104$ Atm. geschätzt haben. Auch angenommen, er betrage 0·15 Atm., so bleibt der auf den Balancier wirksame Druck noch immer

$$2{\cdot}24\ .\ 5{\cdot}557\ .\ 10334 = 128634 \text{ Kilo}$$

also über 2500 Zollcentner, und dieser enorme Druck wirkt auf den längeren Balancierarm von 630^{cm} Länge! Der Maximaldruck auf den oberen Cylinderdeckel beträgt sogar

$$2{\cdot}39\ .\ 5{\cdot}557\ .\ 10334 = 137000 \text{ Kilo.}$$

Zwei darauf gestellte Semmering-Tender-Maschinen vermöchten nicht den unangeschraubten Deckel zu erhalten!

Bestimmen wir endlich den Dampfverbrauch, bei 7 Spielen pr. Minute natürlich mit dem wirklichen, nicht mit dem reducirten Kolbendurchmesser, Querschnitt und Hub. Nach (198) folgt wegen

$$p_0 = 2{\cdot}265,\ \sigma_0 = 1{\cdot}250,\ D = 2{\cdot}67^m$$

$$O = 5{\cdot}557,\ n = 7,\ s = 3{\cdot}66,\ \frac{s_1}{s} = 0{\cdot}2$$

und, da wir keine Pausen voraussetzen $\zeta = 0{\cdot}15$:

$$S = 0{\cdot}0175 \,.\, 7 \,.\, 5{\cdot}557 \,.\, 3{\cdot}66 \,.\, 0{\cdot}23 \,.\, 1{\cdot}056 \,.\, 1{\cdot}25$$
$$= 0{\cdot}756 \text{ Kilogramm.}$$

Unsere Quelle enthält keine Angabe über den wirklichen Speisewasserverbrauch. Nehmen wir das gefundene Resultat als richtig an, und setzen wir es in unsere hypothetische Gleichung (197) ein, so folgt das specifische Gewicht σ des idealen Dampfes

$$\sigma = \frac{60 \,.\, 0{\cdot}756}{7 \,.\, 5{\cdot}557 \,.\, \frac{3{\cdot}66}{5}} = 1{\cdot}594$$

oder auch aus (198)

$$\sigma = 1{\cdot}05 \,.\, 1{\cdot}15 \,.\, 1{\cdot}056 \,.\, 1{\cdot}25 = 1{\cdot}594.$$

Dem entspricht eine Dampfspannung $p = 2{\cdot}95 = 1{\cdot}3\, p_0$. Unsere Hypothese verspricht also bei 5facher Expansion eine Mehrleistung vermöge der Dampfheizung von 30%. Da müsste aber der Heizdampf auch um 25 bis 30° heisser sein als der Cylinderdampf. Da letzterer bei 2·265 Atmosphären 125° hat, so müsste der Heizdampf circa 152°, also 5 Atm. absolute Spannung besitzen. Diess wird wahrscheinlich nicht der Fall gewesen sein, weil in Wirklichkeit die ideale Spannung nur $p = 2{\cdot}581 = 1{\cdot}14\, p_0$ ist, woraus man auf eine Kesselspannung von 3½ Atm. absolut, oder 2½ Atm. Ueberdruck schliessen kann.

Hieraus entnehmen wir, dass die durch Gleichung (197) oder (198) ausgedrückte Hypothese nicht mehr richtig ist, sobald die absolute Kesselspannung P nicht ungefähr doppelt so gross ist, als die wahre Cylinderspannung p_0, und dass wir, um sie gelten zu lassen, die Regel aufstellen müssen:

$$P = 2\, p_0,\ p_0 = 0{\cdot}77 \text{ bis } {\cdot}85\, p \quad . \quad . \quad (238)$$

oder durchschnittlich

$$P = 1{\cdot}62\, p,\; p = 0{\cdot}62\, P \qquad . \; . \; . \quad (239)$$

Sobald $P < 2\, p_0$ ist, gilt nicht mehr die Gleichung (197), sondern es ist dann das nach (194) berechnete

$$S > \frac{n}{60}\, O\, s_1\, \sigma.$$

Das Güteverhältniss stellt sich bei voller Leistung mit 7 Spielen, also bei 273 Pferdekraft mit

$$\frac{N}{S} = \frac{273}{0{\cdot}756} = 361 \text{ Pferdekraft,}$$

also nicht so gross heraus wie bei der Oldforder Maschine, wo es bei 0·31 Füllung 413 Pferdekraft pr. 1 Kil. Speisewasser beträgt. Diese Minderleistung ist begründet durch das unvollkommen ausgeglichene Gestänggewicht und durch die mindere Leistung der Dampfheizung.

Der Steinkohlenverbrauch pr. Stunde sollte nach unserer Regel, ohne Rücksicht auf die zur Erzeugung des Heizdampfes verwendete, und einige Procente betragende Brennstoffmenge

$$\mathfrak{S} = 520\, S = 393 \text{ Kilo, oder}$$

pr. Pferdekraft und Stunde $\frac{393}{273} = 1{\cdot}44$ Kilo $= 2{\cdot}88$ Pfd. betragen. Wir finden angegeben, dass der wirkliche Verbrauch 1·5 Kil. einer guten Steinkohle betrage, wodurch auch der Rücksicht auf den Heizdampf und den etwas grösseren schädlichen Raum (er soll 0·1 betragen) genügend Rechnung getragen ist.

§. 48.

Praktische Regeln zur Berechnung der einfachwirkenden Maschinen. — Beispiele.

Aus den in §. 43 und 47 mitgetheilten Erfahrungsdaten ziehen wir nun folgende Regeln zur Berechnung neu zu erbauender Maschinen.

Als gegeben werden betrachtet die in §. 41 angeführten Grössen, ferner das gewünschte System der Maschine, mit oder

ohne Condensation, mit oder ohne Expansion, mit oder ohne gleicharmigen oder ungleicharmigen Balancier, und ferner die gestattete Kesselspannung $= (P - 1)$ Atm. Ueberdruck. Zu bestimmen ist der Maschinenkolbenquerschnitt O in Quadr.-Met., das absolute Gestänggewicht $G + G_1$, das Gegengewicht G_2 am Contrebalancier, die Speisewassermenge S Kil. pr. Secunde, die Kesselheizfläche F, und der Steinkohlenverbrauch $\mathfrak{S}$.

Man setze die Cylinderspannung p für Maschinen ohne Expansion $= {}^2/_3$ bis höchstens ${}^3/_4\ P$, bei Maschinen mit Expansion ohne Dampfhemd höchstens $p = {}^2/_3\ P$, und bei Maschinen mit Dampfhemd höchstens $p_0 = 0{\cdot}6\ P$, besser $p_0 = 0{\cdot}5\ P$. In letzterem Fall darf man die der Berechnung zu Grunde zu legende ideale Cylinderspannung

$$p = 1{\cdot}23\ p_0 = 0{\cdot}62\ P \text{ annehmen,}$$

in ersterem $(p_0 = 0{\cdot}6\ P)$ hingegen

$$p = 1{\cdot}13\ p_0 = 0{\cdot}68\ P$$

Man suche, wenn mit Expansion gearbeitet wird, aus der Tabelle für f §. 44 den Werth, der mit p multiplicirt die wirkliche mittlere Cylinderspannung $p_m = fp$ während des ganzen Gestängaufgangs angibt. Man nehme sodann vorläufig $\lambda = 0{\cdot}3$ an, und suche O aus (170) oder (186) wenn die Maschine mit Condensation, und aus (171) oder (237) wenn sie ohne Condensation arbeitet, berechne mit dem gefundenen Werth von O zunächst den Druck einer Atmosphäre auf die Kolbenfläche

$$\mathfrak{A}\ O = 10334\ O$$

und hiermit w_a aus (161) und w_n aus (162).

Zur Verhütung eines Rechnungsfehlers, bestimme man gleich $\lambda\ (w_a + w_n)$, und sehe nach, ob $(1 + \lambda)\ (w_a + w_n)$ gleich p oder $p - 1$, oder nach (185) $= p_m$ ist, wie es sein muss.

Man schätze nun zunächst

$$u + r_n = 0{\cdot}25 \text{ bis } 0{\cdot}3\ w_n$$

wenn die Sitzfläche der Druckventile höchstens gleich ${}^1/_4$ der wirksamen Ventilunterfläche ist, und

$$u + r_n = 0{\cdot}4\ w_n$$

wenn, wie bei Doppelsitzventilen oder kleinen Tellerventilen,

die Ventilsitzfläche grösser ist als $\frac{1}{4}$ der Unterfläche*); schätze ferner, da sowohl r_a als r_n am besten in Beziehung zur gesammten Nutzspannung $w_a + w_n$ gesetzt werden kann:

$$r_a = 0{\cdot}035\ (w_a + w_a)$$
$$r_a = 0{\cdot}07\ \ (w_a + w_n)$$
$$r_a = 0{\cdot}14\ \ (w_n + w_n)$$

je nachdem man Ursache hat die Widerstände beim Gestängaufgang als sehr klein, als mittelmässig, oder als ungewöhnlich gross zu erachten, schätze endlich $q = 0{\cdot}03$ wenn ohne, und $q = 0{\cdot}1$ wenn mit Condensation gearbeitet wird, und sehe nach, ob $q + u + r_a + r_n = \lambda\,(w_a + w_n)$ ist.

Wenn eine Vereinbarung nicht zulässig erscheint, so nehme man λ entsprechend grösser oder kleiner an und wiederhole die Rechnung. Dieser Versuchsweg könnte zwar sehr leicht vermieden werden. Man brauchte nur die Annahme von q, von

$$u + r_n = \varphi\,.\,\frac{W_n}{\mathfrak{A}\,O},\ r_a = \psi\,\frac{W_a + W_n}{\mathfrak{A}\,O}$$

also $\lambda\,(w_a + w_n) = \lambda\left(\frac{W_a + W_n}{\mathfrak{A}\,O}\right) = q + (\varphi + \psi)\,\frac{W_n}{\mathfrak{A}\,O} +$

$$+\ \psi\,\frac{W_a}{\mathfrak{A}\,O}\ \text{ oder }\ \lambda = \frac{q\,O\,\mathfrak{A}}{W_a + W_n} + \frac{(\varphi + \psi)\,W_n + \psi\,W_a}{W_a + W_n}$$

und die Gleichung $\Sigma\,(A\ H) = \frac{W_a + W_n}{1000}$ in die Gleichung für O zu substituiren, und die erhaltene Gleichung nach O aufzulösen. Das ist aber nicht zu empfehlen, weil man sich dabei nicht so anschaulich der Sicherheit bewusst wird, mit welcher der Kolbenquerschnitt bestimmt ist. Hat man sich dann definitiv über die Grössen λ, $u + r_n$, r_a, q, und O entschieden, so rechne man zunächst in dem Fall als die Maschine einen ungleicharmigen Hauptbalancier bekommen soll, den wirksamen Querschnitt des am längeren Hebelsarm b_1 wirkenden Kolbens

$$O_1 = \frac{a_1}{b_1}\ O,$$

gebe $\frac{2}{3}$ bis $\frac{3}{4}$% auf den Querschnitt der Kolbenstange zu, und

*) Auf diesen Nachtheil der selbstthätigen Doppelsitzventile macht Redtenbacher in seinen Vorlesungen aufmerksam.

rechne den Durchmesser D, damit man einen Anhaltspunkt für das später benöthigte Kolbengewicht hat.

Sodann bestimme man

$$k = w_n + r_n + u = fp - w_a - r_a - q$$

und hiermit das wirksame Gestänggewicht

$$G = \mathfrak{A}\, O\, k$$

Ist die Hubpumpe unbedeutend gegen die Druckpumpen, so wird es bei Maschinen ohne Expansion vielleicht möglich sein ohne Gegengewicht auszukommen, und das wirkliche Gestänggewicht etwas kleiner zu halten als G, um es durch Gewichtsbeilagen entsprechend vergrössern zu können. In der Regel bedingt aber die Rücksicht auf die rückwirkende Festigkeit des Gestänges, das man doch nicht häufiger als von 8 zu 8 Meter in Führungen gehen lassen will, ein grösseres Gestänggewicht $= G + G_1$ und muss dann die Ueberwucht G_1 contrebalanciert werden. Bei Expansionsmaschinen ist G_1 nach Gleichung (217) und das Gegengewicht G_2 nach (218) zu bestimmen, wobei

$$\mathfrak{H} = \frac{C^2}{2\,g} = 0{\cdot}2 \text{ Meter}$$

gesetzt werden darf.

Endlich bestimme man S nach (194) für den Fall, dass ohne Pausen gearbeitet wird, wobei $\zeta = 0{\cdot}15$ angenommen werden darf, rechne das Güteverhältniss $\frac{N}{S}$, das je nach der Grösse und dem System der Maschine zwischen 100 und 300 Pferdekraft schwanken wird, rechne die Heizfläche einfach cylindrischer Kessel nach (178), gebe für Dampfheizung ein paar Procente Zuschlag zur Erzeugung des Heizdampfs, und rechne den Verbrauch an mittlerer Steinkohle pr. Stunde nach (180).

Erstes Beispiel. Als 1. Beispiel wollen wir uns benehmen, als hätten wir eine für die Bleiberger Verhältnisse passende erst zu erbauende Maschine zu berechnen.

Es sei also gegeben:

Die Hubhöhe des Gestänges	$s = 2{\cdot}86^m$
Die mittlere Geschwindigkeit beim Aufgang	$= 1^m$
Die mittlere Geschwindigkeit beim Niedergang	$= 0{\cdot}5^m$

also für den Gang ohne Pausen

$$2\,ns = 60 \,.\, \left(\frac{1 + 0{\cdot}5}{2}\right)$$

$$n = \frac{15\,.\,1{\cdot}5}{s} = 7{\cdot}8$$

wofür wegen kleiner jedenfalls stattfindenden Pausen $n = 7$. Darnach bestimmte Pumpenkolbenquerschnitte:

$$A_0 = A_1 = A_2 = 0{\cdot}7854 \text{ Quadr.-Meter}$$

$$a_0 = 0{\cdot}1444,\ h_0 = 2^m,\ h_1 = h_2 \text{ annähernd} = 0;$$

die totalen Satzhöhen seien:

$$H_0 = 20^m\,,\ H_1 + H_2 = 58^m\,.$$

Hiermit nach (157) und (158)

$$W_a = 13109^k\,,\ W_n = 48152^k\,,\ \Sigma(A\,H) = 61{\cdot}261$$

und nach (160) $N = 273$ Pferdekraft.

Die Maschine soll einen Balancier erhalten, dessen Armlänge auf der Gestängseite

$$a_1 = \frac{{}^1\!/_2\, s}{\sin 18^0} = \frac{s}{0{\cdot}6} = 4{\cdot}8^m$$

und auf der Maschinenseite

$$b_1 = 1{\cdot}3\, a_1 = 6{\cdot}24^m$$

betragen soll.

Die Kesselspannung darf 3 Atmosphären Ueberdruck oder $P = 4$ Atmosphären betragen. Es soll mit 5facher Expansion und Dampfheizung gearbeitet werden.

Wir leisten Verzicht auf die Annahme $p_0 = 0{\cdot}5\,P$, die zwar den günstigsten Erfolg, aber gar zu grosse Dimensionen ergeben würde, und begnügen uns mit einer mittleren Annahme $p_0 = 0{\cdot}55\,P = 2{\cdot}2$ Atm., als wirkliche Cylinder-Volldruckspannung, wobei wir erwarten, dass die Leistung ebenso gross sein werde, als bei

$$p = \left(\frac{1{\cdot}23 + 1{\cdot}13}{2}\right) p_0 = 1{\cdot}18\, p_0 = 2{\cdot}6 \text{ Atm.}$$

Spannung ohne Dampfheizung, so dass also die Leistung des Dampfhemdes auf 18% veranschlagt ist.

Bei 5facher Expansion ist nach Tabelle $f = 0{\cdot}4761$, also die wahre mittlere Cylinderspannung während des ganzen Gestängaufgangs:

$$p_m = fp = 1{\cdot}238 \text{ Atm.}$$

Mit $\lambda = 0{\cdot}3$ folgt nach (186)

$$O = 0{\cdot}0968 \cdot \frac{1{\cdot}3}{1{\cdot}238} \cdot 61{\cdot}261 = 6{\cdot}23$$

$$\mathfrak{A}\, O = 64400 \text{ Kil.},$$

$$w_a = 0{\cdot}203, \; w_n = 0{\cdot}747,$$

$$w_a + w_n = 0{\cdot}95, \; \lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}285$$

und zur Rechnungscontrolle

$$0{\cdot}95 + 0{\cdot}285 = 1{\cdot}235 = fp$$

Eine kleine Differenz, wie hier von 0·003 rührt von der, Bequemlichkeit halber, vorgenommenen Abrundung der Zahlen.

Mit $\lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}285$ Atm. Gesammt-Widerstandsspannung kann man aber nicht mit Sicherheit erwarten auszukommen, wenn die Druckpumpen Doppelsitzventile erhalten sollen, für welche Sicherheits halber

$$u + r_n = 0{\cdot}4 \; w_n = 0{\cdot}2988$$

zu rechnen ist. Wir versuchen also

$$\lambda = 0{\cdot}4, \; O = 6.706$$

$$\mathfrak{A}\, O = 69300, \; w_a = 0{\cdot}189, \; w_n = 0{\cdot}695$$

$$w_a + w_n = 0{\cdot}884, \; \lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}3536$$

Rechnet man hiervon ab $q = 0{\cdot}10$

$$r_a = 0{\cdot}04\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}0354$$

so bleibt für $u + r_n = 0{\cdot}2182$

d. i. etwas mehr als $0{\cdot}3\, w_n$. Damit könnte man schon hoffen auszukommen; weil aber r_a doch auch sehr mässig geschätzt wurde, so findet man sich gezwungen λ noch höher zu schätzen

$\lambda = 0{\cdot}45$, und findet damit

$$O = 6{\cdot}95, \; \mathfrak{A}\, O = 71800,$$

$$w_a = 0{\cdot}183, \; w_n = 0{\cdot}671, \; w_a + w_n = 0{\cdot}851$$

und etwa

$$\left.\begin{aligned} q &= 0{\cdot}100 \\ r_a &= 0{\cdot}034 \\ u + r_n &= 0{\cdot}250 \end{aligned}\right\}$$

$$\text{Summa } \lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}384$$

Man braucht sich nicht damit zu quälen, wie viel auf u, und wie viel auf r_n entfallen mag; denn ist die Pumpenconstruction vorzüglich, so wird r_n nur gleich, oder sogar kleiner als r_a sein, wenn beim Gestängaufgang die Luftpumpe bethätigt wird. Das Gestänge muss aber doch des Aufhebens der Ventile halber be-

deutend schwerer sein als dem $w_n + r_n$ entspricht, also wird dann u grösser ausfallen. Sind aber die Pumpendimensionen ärmlich zugemessen, haben die Steigröhren vielleicht nur den halben Durchmesser der Plunger, und die Ventile etwa noch weniger (was nie sein sollte), so wird r_n allein vielleicht 0·15 $(w_a + w_n)$ betragen, und kann dann u kleiner sein, vielleicht wie bei der Maschine am St. Antoine-Schacht auf 0·015 oder gar wie bei der Wegwanower Maschine auf 0·076 Atm. sinken.

Nun finden wir den wirklichen Kolbenquerschnitt im Verhältniss $\frac{a_1}{b_1} = \frac{1}{1 \cdot 3}$ kleiner, $O_1 = \frac{6 \cdot 95}{1 \cdot 3} = 5 \cdot 35$

Hierzu auf die Kolbenstange 0·04

folgt $\frac{D^2 \pi}{4} = 5 \cdot 39$

also der Cylinderdurchmesser $D = 2 \cdot 62^m$

der Kolbenhub ist $s_1 = 1 \cdot 3\, s - 3 \cdot 72^m$

also $\frac{s_1}{D} = 1 \cdot 42$, mithin der Hub immer noch klein im Verhältniss zum Durchmesser. Doch wird man dabei bleiben, um den Balancier nicht noch länger zu bekommen.

Weiters haben wir

$$k = w_n + (u + r_n) = 0 \cdot 671 + 0 \cdot 250 = 0 \cdot 921$$

oder auch

$$k = fp - w_a - r_a - q = 1 \cdot 238 - 0 \cdot 317 = 0 \cdot 921$$

also das wirksame Gestänggewicht

$$G = \mathfrak{A}\, O\, k = 71800 \,.\, 0.921 = 66100 \text{ Kilo.}$$

Die Nutzlast $W_n = 48150$ Kilo beim Gestängniedergang beträgt nach dieser Berechnung ungefähr 73% von G, und die Nutzlast $G + W_a = 79200$ Kilo beim Gestängaufgang beträgt 89% des mittleren Dampfdrucks auf die reducirte Fläche O von $\mathfrak{A}\, O\, fp = 88900$ Kilo. Damit kann man sicher erwarten auszukommen.

Jetzt handelt es sich um Bestimmung der einzelnen Glieder von $G\, \xi$ und von K_2 in den Gleichungen (214) und (213). Nimmt man am Contrebalancier $\frac{b}{a} = \nu = 1 \cdot 3$ an, also gleich

$\frac{b_1}{a_1} = \nu_1$ am Hauptbalancier, so erhält man folgende einzelne Glieder von $G\,\xi$ und von K_2:

Vom	Nach Gleichung	In $G\,\xi$	Nach Gleichung	In K_2
Hauptbalancier . .	(232)	$0{\cdot}204\ Q_1$	(231)	$0{\cdot}1\ Q_1$
Kolben	(235)	0	(234)	Q_2
Contrebalancier . .	(229)	$0{\cdot}204\ Q$	(227)	$0{\cdot}1\ Q$
Wasser in der Hubpumpe	(229)	Q_0		—

Also ist annähernd:

$$G\,\xi = Q_0 = 0{\cdot}204\,(Q + Q_1)$$
$$K_2 = 0{\cdot}1\,(Q + Q_1) + Q_2$$

Das Gewicht der in der Hubpumpe befindlichen Wassermenge berechnet sich rund auf

$$Q_0 = 0{\cdot}67 \times 18 \times 1000 = 12000 \text{ Kilo}$$

Die Gewichte Q, Q_1, Q_2 können nach beiläufiger Ermittlung der Dimensionen roh geschätzt werden, z. B. mit

$$Q = 30000^k,\ Q_1 = 60000^k,\ Q_2 = 12000^k$$

Hiermit folgt

$$\xi = \frac{30360}{66100} = 0{\cdot}46,\ K_2 = 21000$$

also nach (217), wegen $\mathfrak{B}$ nach Tabelle $= 0{\cdot}291$

$$G_1 = \frac{66100}{2{\cdot}3}\left[\ 0{\cdot}291\ \left(\frac{1{\cdot}238}{0{\cdot}921}\right)\left(\frac{2{\cdot}86}{\mathfrak{H}}\right) - 1{\cdot}46\right]$$
$$= \frac{33000}{\mathfrak{H}} - 42000$$

Wird $\mathfrak{H} = 0{\cdot}2$ angenommen, so folgt

$$G_1 = 165000 - 42000 = 123000$$

Wir sehen bei dieser Gelegenheit, dass man bei der Bestimmung von ξ nicht scrupulös zu sein braucht, denn wenn wir selbst $\xi = 0$ angenommen hätten, so wäre

$$G_1 = \frac{33000}{\mathfrak{H}} - 2900\,O$$

geworden, also für $G_1 = 123000$

$$\mathfrak{H} = \frac{33}{123 + 29} = 0{\cdot}21, \quad C = 2{\cdot}03^m \text{ statt } 1{\cdot}98^m$$

Das ist für den Praktiker kein Unterschied. Es hätte also auch vollkommen genügt ξ nur zu schätzen $= 0{\cdot}2$ oder $0{\cdot}3$.

Es ist sodann nach (213) das Gegengewicht

$$G_2 = \frac{1}{1{\cdot}3}\, 123000 - 21000 = 73600^k$$

und das totale Gestänggewicht	$G + G_1 = 189100$
Hiervon ab 5% auf die Verbindungsstange mit dem Balancier	9500
Bleibt das eigentliche Gestänggewicht mit	179600^k

Das ist so viel, dass man ausser dem reichlichst auf rückwirkende Festigkeit berechneten oder nach dem Gefühl construirten Holzgestänge sammt Verbindungsschienen, etwa im Gewichte von

	$2\, W_n = 96304$, rund 100000^k
und den daran befindlichen Kolben, Rahmen und dergl. von	30000
noch eine Gewichtszulage benöthigen wird von rund	50000
zusammen	180000^k

Durch eine Regulirung dieser Gewichtszulage einerseits und des Gegengewichts andrerseits, hat man natürlich die Geschwindigkeit beim Gestängniedergang ganz in der Gewalt. Die Geschwindigkeit beim Gestängaufgang kann durch Zulage auf beiden Seiten ermässigt werden, aber 100 Ctr. geben in dieser Beziehung noch wenig aus.

Weiters ist der Speisewasserverbrauch nach (194), wenn σ_0 entsprechend $p_0 = 2{\cdot}2$ Atm. aus der Dampftabelle entnommen wird:

$$S = 0{\cdot}0175 \,.\, 7 \,.\, 5{\cdot}35 \,.\, 3{\cdot}72 \,.\, 0{\cdot}23 \,.\, 1{\cdot}057 \,.\, 1{\cdot}218$$

$$= 0{\cdot}722 \text{ Kil.} = \frac{1}{378} N$$

ein Güteverhältniss, das bei den grossen Dimensionen und bei dem immerhin schon gross angenommenen Ueberschuss der Kesselspannung über die Cylinderspannung erreichbar erscheint. Sodann ist

$$F = 110\,S = 79{\cdot}42 \text{ Quadr.-Met.}$$

Hierzu 3% wegen des Heizdampfs $= 2{\cdot}38$

zusammen 82 Quadr.-Met.

wofür 5 Kessel à 16 Quadr.-Met. Heizfläche und 2 Reservekessel. Jeder derselben bekömmt wegen $1{\cdot}8\ D\ L = 16$ einen Durchmesser von 1·1 Meter und eine Länge von 8 Meter.

Der Steinkohlenverbrauch ist

$$\mathfrak{S} = 520\,S = 375 \text{ Kilo oder}$$

$\frac{375}{273} = 1{\cdot}37^k = 2^3/_4$ Zollpfund pr. Pferdekraft und Stunde. —

Zweites Beispiel. Die nachfolgenden Angaben liegen einer eben im Bau befindlichen Maschine in Ostrau zu Grunde. Es soll eine direct wirkende Maschine berechnet werden, welche aus 260 Wiener Klafter Schachttiefe 40 Cub.′ pr. Minute und zugleich aus 60 Klafter 60 Cub.′ pr. Minute, mithin 40 Cub.′ auf 200° und hierauf 100 Cub.′ auf die weiteren 60° Höhe, oder 1264 Liter auf 379 Meter und 3160 Liter auf die weiteren 114 Meter zu heben hat. Der Hub soll 10 Fuss (3·16 Met.) betragen und die Maschine soll bei der angegebenen Maximalleistung 5 Hube pr. Minute machen. Die Kesselspannung darf 4 Atm. Ueberdruck betragen, also $P = 5$ Atm.

Wir wollen die Maschine zuerst als Hochdruckmaschine ohne Condensation und ohne Expansion, und sodann als Hochdruckmaschine mit Condensation und halber Füllung ohne Dampfheizung berechnen.

Jedenfalls sind zuerst die Pumpen zu bestimmen. Es sei uns wegen vorhandener Reserve-Maschine gestattet lauter Drucksätze anzuordnen. Wir vertheilen die untere Höhe von 200° auf 5 Sätze à 40° (76 Meter) und die obere Höhe von 60° auf 2 Sätze à 30° (57 Meter). Wegen des Unterschiedes zwischen Ausguss- und Saugniveau rechnen wir zu jedem Satz noch 2 Meter Saughöhe hinzu. Wegen des 5% Wasserverlustes ist jede der 5 unteren Pumpen auf $\frac{1264}{0{\cdot}95} = 1330$ Liter $= 1.33$ Cub.-Met. und jede der 2 oberen Pumpen auf $\frac{3160}{0{\cdot}95} = 3326$ Lit., wofür 3·33 Cub.-Met. zu berechnen, folglich erhält man wegen

$$s = 3{\cdot}16^m\,,\ n = 5,\ ns = 15{\cdot}8$$

$$A_1 = \frac{1{\cdot}33}{15{\cdot}8} = 0{\cdot}0842 \text{ Quadr-Met.,}$$

$$A_2 = \frac{3{\cdot}33}{15{\cdot}8} = 0{\cdot}2107$$

also die Plungerdurchmesser

$d_1 = 32{\cdot}8$ Centimeter $= 12\,{}^1/_2$ Wien. Zoll

$d_2 = 51{\cdot}8$ Centimeter $= 19\,{}^3/_4$ „ „

Der nützliche Widerstand beim Gestängaufgang ist wegen $h_1 = h_2 = 2^m$

$$W_a = (5\,A_1 + 2\,A_2)\,2\,.\,1000 = 1685^k\ .$$

Der nützliche Widerstand beim Gestängniedergang

$$W_n = (5\,A_1\,.\,76 + 2\,A_2\,.\,57)\,1000 = 56016^k\ .$$

$$W_a + W_n = 57701^k \text{ und } \Sigma\,(A\,H) = \frac{W_a + W_n}{1000} = 57{\cdot}7$$

und nach (160) die Stärke der Maschine

$$N = \frac{2}{9}\,.\,5\,.\,3{\cdot}16\,.\,57{\cdot}7 = 202{\cdot}6 \text{ Pferdekraft.}$$

Die Cylinderspannung p können wir, wenn die Wassermenge ohnehin schon reichlich bemessen war, also kaum jemals ganz ohne Pausen gearbeitet werden wird, ohne Anstand an der oberen Grenze halten, mit $p = {}^3/_4\,P$, ohne befürchten zu müssen, dass man Schwierigkeit hätte, die normale Kesselspannung zu erhalten. Dann ist also

$$p = {}^3/_4\,.\,5 = 3{\cdot}75,\quad \sigma = 1{\cdot}986.$$

Mit $\lambda = 0{\cdot}3$ folgt aus (171)

$$O = 0{\cdot}0968\,.\,\frac{1{\cdot}3}{2{\cdot}75}\,.\,57{\cdot}7 = 2{\cdot}64$$

$$\mathfrak{A}\,O = 27280, \text{ also } w_a = 0{\cdot}062,\ w_n = 2{\cdot}053$$

$$w_a + w_n = 2{\cdot}115,\ \lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}635$$

Zur Rechnungscontrolle ist

$$2{\cdot}115 + 0{\cdot}635 = 2{\cdot}75 = p - 1.$$

Erhalten die Druckpumpen einfache Tellerventile von einem Durchmesser gleich dem des Plungers, mit möglichst schmaler Sitzfläche und recht langer Führung (damit nicht das Ventil sich schief stellen und sich ein Sandkörnchen einklemmen könne), so braucht man in Anbetracht der grossen Dimensionen

der Ventile nicht $u + r_n = 0{\cdot}3\ w_n$ zu setzen, sondern es genügt reichlich

$$u + r_n = 0{\cdot}25\ w_n = 0{\cdot}513$$
$$r_a = 0{\cdot}07\ (w_a + w_n) = 0{\cdot}148$$
$$q = 0{\cdot}03$$
$$\lambda\ (w_a + w_n) = 0{\cdot}691$$

Demnach wäre λ noch etwas zu klein geschätzt gewesen. Wollen wir also ganz sicher gehen, so müssen wir $\lambda = {}^1/_3$ setzen, also

$$O = 2{\cdot}708,\ \mathfrak{A}\ O = 27983,\ w_a = 0{\cdot}060$$
$$w_n = 2{\cdot}002,\ w_a + w_n = 2{\cdot}062,\ \lambda\ (w_a + w_n) = 0{\cdot}688$$
$$\text{Hiervon ab } q = 0{\cdot}030$$
$$\text{und } r_a = 0{\cdot}144$$
$$\text{bleibt } u + r_n = 0{\cdot}514$$

also $u + r_n = 0{\cdot}257\ w_n$ was sicher genügt. Wir rechnen also mit ${}^3/_4\%$ Zuschlag auf die Kolbenstange

$$\frac{D^2\pi}{4} = 2{\cdot}728,\ D = 1{\cdot}863^m = 70^3/_4{}''$$

Die Maschine wurde wirklich mit 72 Zoll Durchmesser ausgeführt, allein die Druckpumpenventile wurden doppelsitzig construirt. Die Erfahrung dürfte zeigen, dass man dann mit $p = 3{\cdot}75$ Atmosphären kaum auskommen, sondern etwas grösseres Gestänggewicht und grössere Cylinderspannung, also wohl auch grössere Kesselspannung benöthigen werde. Indessen fehlen in dieser Beziehung noch verlässliche Erfahrungen, und die allgemeine Meinung behauptet sogar, dass die Doppelsitzventile leichter aufgingen als die einsitzigen. Möglich ist es, weil sie nie so fest schliessen werden, als die einsitzigen.

Weiters ist $k = w_n + u + r_n = 2{\cdot}516$,

$$G = \mathfrak{A}\ O\ k = 70400^k \text{ also}$$
$$G + W_a = 72085 = 0{\cdot}935\ \mathfrak{A}\ O\ (p - 1)$$
$$W_n = 56016 = 0{\cdot}795\ G$$

Man wird in der Ausführung suchen, das Gestänge etwa um 5% leichter zu erhalten als $= G$, um keinen Contrebalancier anbringen zu müssen, also etwa $= 66880^k$. Hiervon kommen etwa 60% auf Holzgewicht (1 Wiener Cub.′ feuchtes Fichtenholz kann mit 45 Wiener Pfd. oder ein Cub.-Met. mit 800 Kilo-

gramm berechnet werden), 20% auf die eisernen Verbindungsschienen, und 20% auf Maschinenkolben, und auf gusseiserne Rahmen mit daran befestigten Druckpumpenplungern.

Das Holzgewicht von 40130^k (716 Wiener Centner) wird man sparsam vertheilen müssen, um es bei hinreichender rückwirkender Festigkeit nicht zu überschreiten, und man wird z. B. ein Doppelgestänge anwenden, dessen beide Schachtstangen im Bereiche der 2 oberen Druckpumpen $^{10}/_{10}$ zöllig, und weiter hinab $^8/_9$ und sodann $^7/_8$ zöllig sind, und Führungen von 24 zu 24 Fuss Entfernung anbringen, um ein Ausbauchen des Gestänges beim Niedergang zu verhindern. —

Will man aber die Maschine mit Condensation und halber Füllung arbeiten lassen, und ihr dieselben Dimensionen geben, wie der eben berechneten, so wird man setzen müssen:

	$q = 0{\cdot}100$
r_a wegen Luft- und Kaltwasserpumpe höchstens um 0·02 grösser als früher	$= 0{\cdot}164$
$u + r_n$ wie früher	$= 0{\cdot}514$
	$\lambda\,(w_a + w_n) = 0{\cdot}778$
	Hierzu $w_a + w_n = 2{\cdot}062$
folgt nach (185)	$p_m = fp = 2{\cdot}840$

und da nach der Tabelle S. 211 bei $\frac{s_1}{s} = 0{\cdot}5$, $f = 0{\cdot}803$ ist:

$$p = \frac{2{\cdot}840}{0{\cdot}803} = 3{\cdot}537, \text{ also } \sigma = 1{\cdot}882$$

Wird wieder $p = {}^3/_4\,P$ angenommen, so folgt die Kesselspannung $P = 4{\cdot}716$, $P - 1 = 3^3/_4$ Atm.

Die Kesselspannung wird daher, der früher nicht vorhanden gewesenen Expansion halber, nur um $^1/_4$ Atmosphären kleiner sein können, allein eben deshalb ist offenbar, dass man jetzt zur gleichen Leistung nur ungefähr halb so viel Dampf brauchen wird, als früher, dass also das Güteverhältniss doppelt so gross sein wird. Genauer folgt nach (177) mit $\zeta = 0{\cdot}15$:

$$S = 0{\cdot}018 \,.\, 5 \,.\, 2{\cdot}708 \,.\, 3{\cdot}1 \,.\, 1{\cdot}081 \,.\, 1{\cdot}986$$
$$= 1{\cdot}62 = \frac{1}{125}\,N$$

und nach (193)

$$S = 0{\cdot}0175 \,.\, 5 \,.\, 2{\cdot}708 \,.\, 3{\cdot}16 \,.\, 0{\cdot}53 \,.\, 1{\cdot}081 \,.\, 1{\cdot}882$$

$$= 0{\cdot}807 = \frac{1}{251} N$$

Wir werden also wirklich durch Anwendung von Condensation und halber Füllung die Hälfte der Kessel, und die Hälfte des Brennstoffs ersparen. Dagegen brauchen wir jetzt grösseres Gestänge und Contrebalancier. G bleibt wie früher $= 70400^k$.

Hingegen wird für einen gleicharmigen Contrebalancier von schätzungsweise 20000^k Gewicht, nach (230)

$$G\,\xi = \frac{4}{15} \,.\, 20000 = 5333, \quad \xi = 0{\cdot}076$$

also nach (217) für $\mathfrak{H} = 0{\cdot}2$

$$G_1 = \frac{G}{2}\left[\,0{\cdot}122 \,.\, \frac{2{\cdot}84}{2{\cdot}516} \,.\, \frac{3{\cdot}16}{0{\cdot}2} - 1{\cdot}076\,\right]$$

$$= 0{\cdot}55\; G \text{ wofür sicherer } 0{\cdot}6\; G.$$

Das ganze Gestänggewicht wäre also

$$G + G_1 = 1{\cdot}6\;\; G = 112640^k\;,$$

und das Gegengewicht $G_2 = 0{\cdot}6\; G = 42240^k$. Das sind noch keine übermässigen Opfer, aber ehe man sich dazu entschliesst, wird man sehen, was durch die Condensation allein, ohne Expansion erreichbar ist. Da müsste

$$p = (w_a + w_n)\,(1 + \lambda) = 2{\cdot}84, \quad \sigma = 1{\cdot}54$$

sein, also nach (177)

$$S = 0{\cdot}018 \,.\, 5 \,.\, 2{\cdot}708 \,.\, 3{\cdot}1 \,.\, 1{\cdot}081 \,.\, 1{\cdot}54 = 1{\cdot}257$$

Wir brauchten also:

Ohne Condensation, ohne Expansion:	$S = 1{\cdot}62 = 100\%$
Mit Condensation, ohne Expansion:	$S = 1{\cdot}26 = \;\; 78$ „
Mit Condensation und 2facher Expansion:	$S = 0{\cdot}81 = \;\; 50$ „

Durch die Condensation allein ersparen wir also 22% und durch die Expansion noch weitere 28%, die wir aber mit dem grossen Gestänggewicht und dem 3 bis 400 Ctr. schweren Contrebalancier erkaufen müssten, während wir sonst mit einem weit leichteren, die Maschinenpumpen und die Steuerstange bethätigenden Balancier ausreichen. Wird also vorherrschend auf Oekonomie in der Anlage gesehen, so wird man es bei der

Condensation ohne Expansion bewenden lassen, was in der That auch in der Ausführung geschehen ist. —

Für diesen Fall braucht man an Kesselheizfläche

$$F = 110 \,.\, 1{\cdot}26 \text{ rund } = 140 \,\square\text{Met.}$$

also 7 Kessel à 20 □ Met. = 1·8 $D\,L$ z. B. von 1·4^m Durchmesser und 9^m Länge, wozu noch 2 in Reserve. Der Steinkohlenverbrauch ist $\mathfrak{S} = 520 \,.\, 1{\cdot}26 = 655$ Kilo, oder pr. Pferdekraft und Stunde 3·24^k oder 6½ Zollpfund.

Ich schliesse diesen Abschnitt mit der Bitte an die geehrten Leser, recht häufige Mittheilungen über einfachwirkende Maschinen zu machen, insbesondere auch über Gewicht und Dimensionen der Balanciers und der Schachtgestänge, und über die Kosten derlei Maschinen, um noch durch Beifügung einiger empirischen Regeln die Theorie dem Praktiker so bequem und verlässlich als möglich zu gestalten.

Auch erlaube ich mir die Frage, ob man nirgends versucht hat, bei Maschinen mit Dampfheizung den Heizdampf in einem besonderen Gefäss mit den abziehenden Verbrennungsgasen zu überhitzen? Man könnte dadurch vielleicht $p_0 = {}^3/_4\, P$ setzen, statt nach (138) $p_0 = \frac{P}{2}$, also eine kleinere Maschine erhalten, und doch einen gleich guten Erfolg der Dampfheizung erzielen.

Vierter Abschnitt.

Ergänzende Betrachtungen.

§. 49.

Der wahre Wirkungsgrad der Dampfmaschinen.

Wir haben gesehen, dass das Güteverhältniss nur unter den günstigsten Umständen, (bei der einfachwirkenden Maschine zu Oldford) 400 Pferdekraft = 30000 Kilogramm-Meter pr. 1 Kil. Dampf betrug, gewöhnlich jedoch nur zwischen 100 und 200 Pferdekraft liegt.

Zur Erzeugung von 1 Kilogramm Dampf aus vorgewärmtem Wasser von 40 bis 50° sind aber circa 600 Wärmeeinheiten erforderlich, entsprechend einer Arbeit von

$$600 \,.\, 424 = 254400 \text{ Kilogramm-Meter,}$$

mithin ist der höchste durch eine Dampfmaschine erzielbare Nutzeffect nur äquivalent mit 12% der wirklich in den Kessel eingedrungenen Wärme, und da die Kessel selten mehr als 66% der absoluten Heizkraft des Brennstoffs verwerthen, äussersten Falls 75%, so stellt sich der Wirkungsgrad von Maschine sammt Kessel äussersten Falls auf 9%, gewöhnlich aber nur auf 2 bis 3, selten auf 5%.

Wenn also eine geschlossene calorische Maschine oder eine Gasmaschine auch nur 15% der aus der consumirten Kohle entwickelbaren Wärmemenge in Arbeit zu verwandeln vermöchte, so wäre das Brennstoffersparniss schon ganz ungemein gross, und die letzte Stunde der Dampfmaschine hätte geschlagen. Zwanzig Procent bekäme man aber, wenn der Erhitzungsapparat einer calorischen Maschine 50% und die Maschine selbst 30% geben würde; und da der Erhitzungsapparat ungleich billiger wäre, als die Dampfkessel, so würden auch trotz grösserer

Cylinder und Anordnung von Gebläse und Regeneratoren die Anlagskosten nicht viel grösser sein, allein das was bis jetzt über geschlossene calorische Maschinen geschrieben wurde, ist gar nicht realisirbar, wie man sich sogleich überzeugt, wenn man alle in der Rechnung und in dem vorausgesetzten Kreisprocess vorkommenden Temperaturen (speciell jene vor Beginn der Compression) numerisch bestimmt*); von offenen calorischen Maschinen wie jene Ericsson's war, und wie sie in kleinen Dimensionen und anderer Form neuerdings auftauchen, so wie von den Lenoir'schen Gasmaschinen**) ist allem Anschein nach auch nicht viel zu hoffen, wenn es auch vielleicht in Einzelfällen zweckmässig sein könnte, sich derselben zu bedienen.

Vorläufig sind wir noch gänzlich an die Dampfmaschinen angewiesen, als einzige Maschine, durch welche ohne praktische Schwierigkeiten in grossen Quantitäten Wärme in Arbeit umgesetzt werden kann, freilich mit 95% Calo! Der grösste Theil der Arbeit geht nämlich durch die Aufhebung der Cohäsion des Wassers, durch das Auseinanderreissen der Molecüle, verloren, und diese Arbeit wird nicht wieder gewonnen, weil man bei den Hochdruckmaschinen den Dampf direct entweichen lässt, bei den Condensationsmaschinen aber mit dem entwichenen Dampf erst einen Wasserstrom heizt, den man dann desgleichen zum allergrössten Theil unbenützt fortleiten muss. Diesem Grundübel der Dampfmaschinen ist nun einmal nicht abzuhelfen. Man hat versucht, wenigstens theilweise, statt Wasserdampf Aetherdampf anzuwenden, weil zur Verdampfung von 1 Kilogramm Aether nur 90 statt 537 Wärmeeinheiten erforderlich sind, allein diese Versuche sind wegen der Complication und Feuergefährlichkeit nicht populär geworden. Selbst die schon lange vorgeschlagene und auch angewandte jedenfalls vortheilhafte Ueberhitzung des Dampfes ist vereinzelt geblieben. Möglich, dass sie durch die patentirten Röhrenkessel mit Dampfüberhitzungskessel

*) Die neuesten in Berlin ausgeführten geschlossenen calorischen Maschinen beruhen auf einem modificirten Princip. Man sehe hierüber meinen Aufsatz in der Zeitschrift des österreichischen Ingenieur-Vereins 1861. Heft IV. und V. S. 79.

**) Die Theorie derselben, siehe Zeitschr. d. öster. Ing.-Ver. 1861. S. 85.

von Ruston in Prag allgemeiner wird. Eine Gefährlichkeit ist in der Ueberhitzung durchaus nicht zu erblicken, während der Vortheil offenbar ist, weil die auf Ueberhitzung verwendete Wärme mindestens mit 20% statt mit 2 bis 5% ausgenutzt werden kann, nachdem der Verlust durch Latentwerden der Wärme hinweg fällt.

Unsere Formeln gelten sämmtlich auch für überhitzten Dampf, nur ist das specifische Gewicht σ nicht der Dampftabelle zu entnehmen, sondern es ist in demselben Verhältniss kleiner als die absolute Temperatur grösser ist. Hat man also früher mit gesättigtem Dampf von 4 Atmosph. Spannung und $273 + 144 = 417^0$ absoluter Temperatur im Cylinder gearbeitet, und bringt nun durch Ueberhitzung die Temperatur bei gleicher Cylinderspannung auf $273 + 200 = 473^0$, so ist das specifische Gewicht, also der Dampfverbrauch im Verhältniss $\frac{417}{473} = 0{\cdot}88$ kleiner, man erspart also bei der Kesselheizung 12%. Die Ueberhitzung von 1 Kilogramm Dampf um $200 - 144 = 56^0$ unter constantem Druck erfordert aber nur $56\ \mathfrak{C}'. = 56 . 0{\cdot}382 = 21{\cdot}4$ Wärmeeinheiten also etwa 4% der zur Dampfbildung erforderlichen Wärmemenge, es bleiben uns also 8% reiner Gewinn. Viel mehr ist freilich nicht zu erreichen, weil eine höhere Temperatur als 200° wieder praktische Schwierigkeiten bezüglich des Schmierens und Wärmedichthaltens nach sich zieht, aber eine solche mässige Ueberhitzung wäre insbesondere für liegende Maschinen angezeigt, die am meisten durch das Rosten an der tiefsten Linie des Cylinders Schaden leiden, welches durch das mitgerissene und im Cylinder durch Condensation entstandene Wasser veranlasst wird, und vermieden würde, wenn man mit trockenem Dampf arbeitete.

§. 50.

Die Pambour'sche Theorie.

Vollständigkeit halber geben wir hier ganz in Kürze die Pambour'sche Theorie der Expansions-Maschinen nach Redtenbacher's Vortrag, aber mit Benützung der hier eingeführten Bezeichnungsweise.

Werden in Gleichung (81) des §. 25 die Glieder W_5, W_6 und W_7 in W_4 einbezogen gedacht, und die Nachwirkung W_3 als Fortsetzung der Expansionswirkung betrachtet, so ist annähernd die Nutzwirkung

$$W = W_1 + W_2 - W_4$$

und die Stärke der Maschine

$$N = \frac{2\ Wn}{60.75} \text{ also wegen } 2\ sn = 60\ c$$

$$N = \frac{1}{75} \cdot \frac{W}{s}\ c \text{ und wegen}$$

$$W = \mathfrak{A}\ O\ p_m\ s,\ \ N = \frac{1}{75}\ \mathfrak{A}\ O\ p_m\ c.$$

Da wie früher

$$W_1 = \mathfrak{A}\ O\ p_1\ s_1,\ \ W_4 = \mathfrak{A}\ O\ p_4\ s$$

ist, so handelt es sich behufs Berechnung der Nutzspannung p_m nur um W_2. Wird nun angenommen, es sei mit Bezug auf unsere Dampftabelle für $p = 1$ bis 2 Atmosphären

$$\sigma = 0{\cdot}062 + 0{\cdot}527\ p \quad . \quad . \quad . \quad (240)$$

und für $p = 2$ bis 5 Atmosphären

$$\sigma = 0{\cdot}138 + 0{\cdot}489\ p \quad . \quad . \quad . \quad (241)$$

allgemein

$$\sigma = \alpha + \beta\ p \quad . \quad . \quad . \quad (242)$$

und beziehungsweise

$$\frac{\alpha}{\beta} = 0{\cdot}1176,\ \frac{\alpha}{\beta} = 0{\cdot}2822 \quad . \quad . \quad . \quad (243)$$

so kann man, bei Vernachlässigung des Unterschieds zwischen der schliesslichen und der Volldruckspannung, die bei Beginn der Expansion im Cylinder vorhandene Dampfmenge durch

$$O\ (s_1 + ms)\ \ (\alpha + \beta\ p_1)$$

ausdrücken. Nach dem Kolbenweg x sei die Spannung y, also die im Cylinder vorhandene Dampfmenge

$$O\ (x + ms)\ \ (\alpha + \beta\ y).$$

Wäre, wie man bisher annahm, durch Expansion keine theilweise Condensation eingetreten, sondern der Dampf nur einfach im gesättigen Zustand, aber in Dampfform verblieben, so könnten jene beiden Dampfmengen bei Vernachlässigung der sonstigen Verluste gleich gesetzt werden, also ist annähernd

$$O(x+ms)(\alpha+\beta y) = O(s_1+ms)(\alpha+\beta p_1)$$

$$\alpha+\beta y = (\alpha+\beta p_1)\frac{s_1+ms}{x+ms}$$

$$y = \left(\frac{\alpha}{\beta}+p_1\right)\frac{s_1+ms}{x+ms} - \frac{\alpha}{\beta}$$

folglich die Expansionswirkung

$$W_2 = \int_{s_1}^{s} \mathfrak{A}\, O\, y\, dx = \mathfrak{A}\, O\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p_1\right)(s_1+ms)\int_{s_1}^{s}\frac{dx}{x+ms} - \right.$$

$$\left. - \frac{\alpha}{\beta}\int_{s_1}^{s} dx\right]$$

$$= \mathfrak{A}\, O\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p_1\right)\left(\frac{s_1}{s}+m\right) s \log nat \frac{s+ms}{s_1+ms} - \right.$$

$$\left. - \frac{\alpha}{\beta}(s-s_1)\right]$$

und

$$W_1+W_2 = \mathfrak{A}\, O p_1 s_1 + \mathfrak{A}\, O s\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p_1\right)\left(\frac{s_1}{s}+m\right)\log nat \frac{s+ms}{s_1+ms} - \right.$$

$$\left. - \frac{\alpha}{\beta} + \frac{\alpha}{\beta}\frac{s_1}{s}\right]$$

$$= \mathfrak{A}\, O s\left[\frac{s_1}{s}\left(p_1+\frac{\alpha}{\beta}\right) + \left(\frac{\alpha}{\beta}+p_1\right)\left(\frac{s_1}{s}+m\right)\log nat \frac{s+ms}{s_1+ms}\right] -$$

$$- \frac{\alpha}{\beta}\cdot \mathfrak{A}\, O\, s$$

Setzt man Kürze halber

$$\frac{s_1}{s} + \left(\frac{s_1}{s}+m\right)\log\ nat \frac{s+ms}{s_1+ms} = k \qquad (244)$$

so ist

$$W_1 + W_2 = \mathfrak{A}\, O\, s\left(\frac{\alpha}{\beta}+p_1\right)k - \frac{\alpha}{\beta}\mathfrak{A}\, O\, s$$

also wegen

$$W_4 = \mathfrak{A}\, O\, p_4\, s$$

$$W = \mathfrak{A}\, O\, p_m\, s = \mathfrak{A}\, O\, s\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p_1\right)k - \left(\frac{\alpha}{\beta}+p_4\right)\right]$$

$$\left.\begin{array}{l} p_m = \left(\frac{\alpha}{\beta} + p_1\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + p_4\right) \\ 75\ N = O\ c\ .\ \mathfrak{A}\ p_m = R\ c \end{array}\right\} \quad (245)$$

wenn R der mittlere nützliche auf die Kolbenstange reducirte Widerstand ist.

Die consumirte Dampfmenge pr. Schub ist

$$O\,(s_1 + ms)\,(\alpha + \beta\,p_1)$$

also pr. Secunde $\frac{c}{s}$ mal so viel:

$$S = O\,c\left(\frac{s_1}{s} + m\right)(\alpha + \beta\,p_1) \quad . \quad . \quad (246)$$

ohne Rücksicht auf den Dampfverlust durch Undichtheit des Kolbens einerseits, und ohne Rücksicht auf den Rückgewinn durch Compression andererseits. Wegen des Verlustes setzt Redtenbacher noch ein Glied

$$s = 0{\cdot}064\ D\,(\alpha + \beta\,p_1) \quad . \quad . \quad . \quad (247)$$

hinzu, unabhängig von der Geschwindigkeit.

Da die neue Theorie wissenschaftlicher, genauer, in ihren Formeln durchsichtiger, und für die Anwendung bequemer ist, so dürfte ihr wohl der Vorzug vor dieser Pambour'schen Theorie eingeräumt werden.

§. 51.

Die Zukunftstheorie.

Die hier gegebene Theorie fusst noch auf der Annahme der Gültigkeit des Gay-Lussac-Mariotte'schen Gesetzes für den Wasserdampf. Für den praktischen Gebrauch ist hierin kein Hinderniss ihrer Anwendung zu suchen, denn gesetzt den Fall, wir wüssten den vollkommen strengen Ausdruck für die Arbeit, welche ein Kilogramm Dampf von der Anfangsspannung p_2 bei seiner Expansion verrichtet, so würde uns diese Strenge für die Theorie der Dampfmaschinen nichts nützen, weil wir diese Spannung p_2 am Ende der Volldruckperiode keinenfalls in der Rechnung brauchen können, und unvermeidlich mittelst einer empirischen Formel, hier die (108), durch die mittlere Volldruckspannung p_1 ersetzen müssen. Besteht also unsere

Hypothese, und das Gay-Lussac-Mariotte'sche Gesetz nicht in voller Strenge, so denken wir uns die nöthige Correctur in den hier mit 0·9 angenommenen Coëfficienten $\frac{p_2}{p_1}$ hineingeworfen.

Der Vollständigkeit halber, führen wir aber auch hier noch die beiden Formeln von Clausius an, auf welche sich nach dem gegenwärtigen Stande der Wärmetheorie eine ganz strenge Theorie der Dampfmaschinen stützen sollte. Ist, wie in §. 18,

w das Volumen von 1 Kilogramm Wasser bei der absoluten Temperatur $T = 272·85 + t$ und bei der Spannung p Kilogramm pr. Quadr.-Meter, mithin w sehr nahe constant $= 0·001$ Cubik-Meter,

v das specifische Volumen des Dampfes, also

u $= v - w$ die Volumsvergrösserung bei der Verdampfung von 1 Kilogramm Wasser von T unter constantem Druck p,

r die bei dieser Verdampfung benöthigte latente oder Verdampfungswärme, und

A $= \frac{1}{k} = \frac{1}{424}$ die Anzahl Wärmeeinheiten, welche mit einem Kilogramm-Meter Arbeit äquivalent ist, (§. 7), so ist nach Clausius:

$$\frac{A\,u\,dp}{r} = \frac{dt}{T} \quad . \quad . \quad . \quad (248)$$

So einfach diese Differentialgleichung ist, so lässt sie sich doch bis jetzt nur auf einem sehr grossen und nicht klippenfreien*) Umweg ableiten. Auf dieser Gleichung beruht Zeu-

---

*) Eine solche Klippe bildet der kühne Schluss

$$\frac{Q}{Q_1} = \frac{F(t)}{F(t_1)}$$

auf Seite 26 von Zeuner's „Grundzüge". Aus dem Entwickelten folgt nur

$$\frac{Q}{Q_1} = F(t, t_1)$$

$$\frac{Q'}{Q_1'} = F(t', t_1')$$

Für $t' = t$, $t_1' = t_1$ ist sodann wie verlangt:

$$\frac{Q}{Q_1} = \frac{Q'}{Q_1'}$$

Aber ohne obigen Kunstgriff ist es eben nicht möglich, die absolute Temperatur T in die Rechnung, (man verzeihe mir das Wort) einzuschwärzen.

ner's Berechnung der specifischen Gewichte des Wasserdampfes, deren Resultate in §. 19 angegeben sind. Um der Gleichung (248) aber unbedingten Glauben zu schenken, ist erst noch eine strengere Ableitung derselben aufzufinden. Ich zweifle nicht, dass eine solche gefunden werden wird. — Die zweite Clausius'sche Differentialgleichung leitet Zeuner*) auf folgende Weise ab: Ist

W die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um 1 Kilogramm Wasser von 0^0 auf die Temperatur t^0 zu bringen,

dW die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um 1 Kil. Wasser von t^0 auf $t + dt$ zu bringen, also

c $= \frac{dW}{dt}$ die specifische Wärme des Wassers bei der Temperatur t, im Mittel nach Gleichung (55) $c = 1{\cdot}0224$

Q $= W + r$ die Gesammtwärme, welche erforderlich ist, um aus 1 Kil. Wasser von 0^0 ein Kil. Dampf von t^0 zu erzeugen,

pu $= p(v - w)$ die bei dieser Verdampfung von 1 Kil. unter dem constanten Druck p verrichtete äussere Arbeit

J $= Q - Apu = W + r - Apu = W + \varrho$ die hierbei auf innere Arbeit verwendete, „im Dampf enthaltene" oder „Dampfwärme", und

ϱ $= r - Apu$ die innere latente Wärme von 1 Kil. gesättigten Dampf von der Spannung p,

M Kilogramm, die irgend einem Process unterworfene Menge von Wasser und Dampf, und zwar

m Kil. die Dampfmenge, und

$M-m$ Kil. die Wassermenge,

V das Gesammtvolumen von M bei der Temperatur t,

dV die elementare Aenderung desselben, wenn sich t um dt und m um dm ändert,

dL die Wärmemenge, welche erforderlich ist, zur Verrichtung der bei der Aenderung um dV nach Aussen abzugebenden Arbeit oder Leistung.

dU die Wärmemenge, welche erforderlich ist, zur Verrichtung der innern Arbeit, mithin

*) Pogg. Ann. 110. B. S. 371.

$dZ = dU + dL$ die gesammte von Aussen zuzuführende Wärmemenge, so ist:

V = dem Volumen $(M - m)\,w$ des Wassers + dem Volumen $m\,v$ des Dampfes, also

$$V = M\,w + m\,(v - w) = M\,w + m\,u \qquad (249)$$

mithin weil M und $w = 0{\cdot}001$ constant sind:

$$d\,V = d\,(m\,u) \quad . \; . \; . \quad (250)$$

Ferner ist die in der Wassermenge $(M - m)$ enthaltene Wärme $= (M - m)\,W$, vorausgesetzt, dass man bei Erwärmung des Wassers die auf äussere Arbeit verwendete Wärmemenge vernachlässigen dürfe; die in der Dampfmenge m enthaltene Wärme, verglichen gegen den Zustand als Wasser von $0^0 = m\,J$, also die gesammte auf innere Arbeit verwendete Wärmemenge beim Volum V:

$$U = (M - m)\,W + m\,J$$
$$= (M - m)\,W + m\,(W + \varrho) =$$
$$U = M\,W + m\,\varrho \quad . \; . \; . \quad (251)$$

also

$$d\,U = M\frac{d\,W}{d\,t}\,d\,t + d\,(m\,\varrho)$$
$$d\,U = M\,c\,d\,t + d\,(m\,\varrho) \quad . \; . \; . \quad (252)$$

mithin allgemein:

$$d\,L = d\,Z - d\,U = d\,Z - M\,c\,d\,t - d\,(m\,\varrho) \quad (253)$$

Ist die Spannung während des Prozesses in allen Theilen der das Volum V erfüllenden Masse gleich gross, und gleich dem eben stattfindenden äusseren Druck pr. Flächeneinheit, kann also der Prozess als ein „langsamer“ bezeichnet werden, und ist in diesem Falle p die variable Dampfspannung, so ist die elementare äussere Arbeit $= p\,d\,V$, also

$$d\,L = A\,p\,d\,V = A\,p\,d\,(m\,u) \quad . \; . \; . \quad (254)$$

somit

$$d\,Z = d\,U + d\,L = M\,c\,d\,t + d\,(m\,\varrho) + A\,p\,d\,(m\,u) \quad (255)$$

Setzt man statt ϱ seinen Werth

$$\varrho = r - A\,p\,u$$

ein, so ist

$$d\,(m\,\varrho) = d\,(m\,r) - A\,d\,(m\,p\,u)$$
$$= d\,(m\,r) - A\,p\,d\,(m\,u) - A\,m\,u\,d\,p$$

mithin

$$d\,Z = M\,c\,d\,t + d\,(m\,r) - A\,m\,u\,\frac{d\,p}{d\,t}\,d\,t$$

und da nach (248)

$$A\,u\,\frac{d\,p}{d\,t} = \frac{r}{T}$$

ist: $$d\,Z = M\,c\,d\,t + d\,(m\,r) - \frac{m\,r}{T}\,d\,t \qquad (256)^{*})$$

Das ist die zweite von **Clausius** für Dämpfe aufgestellte Differentialgleichung. Für Probleme, bei welchen nicht alle Theile der Masse gleiche Spannung besitzen, z. B. für ein Ausflussproblem, kann die Gleichung nur in der **Zeuner**'schen Form (253) benützt werden, und muss $d\,L$ besonders bestimmt werden. Unter ϱ hat man sich dann den mittleren Werth der inneren latenten Wärme aller Molecüle zu denken.

Die (256) ist theilweise integrabel, und es folgt, wegen $d\,t = d\,T$

$$\frac{d\,Z}{T} = M\,c\,\frac{d\,T}{T} + \frac{T\,d\,(m\,r) - m\,r\,d\,T}{T^2}$$

mithin

$$M\,c\,log.\,nat.\,T + \frac{m\,r}{T} = \int \frac{1}{T}\cdot\frac{d\,Z}{d\,T}\,d\,T \qquad (257)$$

Bei der Expansion des Wasserdampfes in einem wärmedichten Gefäss ist $\frac{d\,Z}{d\,T} = 0$, also

$$M\,c\,log.\,nat.\,T + \frac{m\,r}{T} = \text{Const.} \qquad (258)^{**})$$

Bezeichnen $m_1\,T_1\,r_1$, $m_2\,T_2\,r_2$, die Dampfmenge, absolute Temperatur und die derselben entsprechende Verdampfungswärme für den Anfangs- und Endzustand, so folgt die **Clausius**'sche Gleichung:

$$M\,c\,log.\,nat.\,\frac{T_2}{T_1} + \frac{m_2\,r_2}{T_2} - \frac{m_1\,r_1}{T_1} = 0 \text{ oder}$$

$$\frac{m_2\,r_2}{T_2} = \frac{m_1\,r_1}{T_1} + M\,c\,log.\,nat.\,\frac{T_1}{T_2} \qquad (259)^{***})$$

---

*) **Zeuner's** Wärmetheorie S. 105.

**) Wärmetheorie S. 113.

***) Wärmetheorie S. 114.

War bei Beginn der Expansion bloss Dampf vorhanden, so ist $m_1 = M$, und es ergibt sich das am Ende der Expansion noch vorhandene Dampfquantum

$$m_2 = \frac{T_2}{r_2} M \left[\frac{r_1}{T_1} + c \, log. \, nat. \, \frac{T_1}{T_2}\right] \qquad (260)$$

Ferner ist nach (253) das Element der auf Expansionswirkung verwendeten Wärmemenge

$$d\,L = - M\,c\,d\,t - d\,(m\,\varrho) \quad . \; . \; . \quad (261)$$

Gesetzt nun, wir könnten beweisen, dass während der Expansion die innere latente Wärme des Dampfes constant bleibe, dass also

$$m\,\varrho = \text{Const.} \quad . \; . \; . \; . \quad (262)$$

sei, so wäre

$$L = - M\,c \int_{t_1}^{t_2} dt = M\,c\,(t_1 - t_2) \quad . \; . \quad (263)$$

und es wäre weiters

$$m_1\,\varrho_1 = M\,\varrho_1 = m_2\,\varrho_2 \text{ also}$$

$$m_2 = M\,\frac{\varrho_1}{\varrho_2} \quad . \; . \; . \quad (264)$$

mithin die Dampfmenge, die sich während der Expansion niederschlägt:

$$\mu = M - m_2 = M\left(1 - \frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right) = M\,\frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2} \quad (265)$$

Zeuner*) kommt eben zu diesen Resultaten (263) und (265), aber nicht durch die Hypothese (262), sondern durch eine andere, deren Entstehungsgeschichte er nicht mittheilt, lautend:

$$\frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2} = \frac{\frac{r_2}{T_2} - \frac{r_1}{T_1}}{2\,\frac{r_2}{T_2}} \quad . \; . \; . \quad (266)$$

und die sich auf dem umgekehrten Weg aus der Combination von (260) und (264) unter Einführung aller dabei gemachten Annäherungen und unter Benützung der allgemeinen Gleichungen (252), (253) ableiten liesse.

---

*) Wärmetheorie S. 118. Gleichung (138) und (136), dann (132).

Die (263) drückt den in meinem „Beitrag" Seite 47 empirisch nachgewiesenen, und hier unter Nummer (77) wiederholten Satz aus, dass die Expansionsarbeit des Dampfes äquivalent ist mit der Wärmemenge, die dasselbe Gewichtsquantum Wasser bei gleicher Temperatursänderung abgeben müsste, und von welchem Satze wir eben noch nicht wissen, ob er eine allgemeine Wahrheit, oder nur ein zufälliges Zusammentreffen der den Wasserdampf charakterisirenden Zahlwerthe constatirt.

Macht man die Hypothese (262) nicht, so bleiben die Grössen r, ϱ in der Rechnung, von denen insbesondere ϱ noch nicht sicher gestellt ist, jedenfalls r und ϱ sich nur empirisch durch t ausdrücken lassen, und es bleibt unter allen Umständen die nicht gegebene Endtemperatur t_2 in den Formeln, welche erst mittelst der Gleichung

$$V_2 = M w + m_2 u_2$$

eliminirt werden sollte, was aber wieder nicht möglich ist, weil man den mathematischen, von der Spannung p unabhängigen Zusammenhang zwischen T und $u = v - w$ für gesättigten Dampf noch nicht kennt.

Die mechanische Wärmetheorie vermag also auf ihrem jetzigen Standpunkt nicht anzugeben, wie gross die von 1 Kil. gesättigten Dampf verrichtete Arbeit sei, wenn er vom Volumen V_1 auf das Volumen V_2 expandirt, und vermag mithin noch nicht eine strenge Theorie der Dampfmaschinen aufzustellen. Eine solche kann die Zukunft liefern; die Praxis wird aber aus ihr kaum einen weitern Nutzen schöpfen, nachdem durch die Hypothese (73) des §. 23 alle Schwierigkeiten behoben wurden.

Druck von A. Th. Engelhardt in Leipzig.

